ORSAY

N° d'ordre : 3150

THESE

présentée

à

L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE

par

Frédéric THAIS

Spécialité : Physique des Gaz et des Plasmas

Sujet : PROCEDE DE GRAVURE DU SILICIUM PAR PLASMA.

Soutenue le 3 Février 1982 devant la Commission d'examen composée de :

M.	D. BLANC	Président
MM.	M. FITAIRE	Examinateurs
	G. GAUTHERIN	
	C. POMOT	
	R. STADERINI	

ORSAY

N° d'ordre : 3150

THESE

présentée

à

L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR DE TROISIEME CYCLE

par

Frédéric THAIS

Spécialité : Physique des Gaz et des Plasmas

Sujet : PROCEDE DE GRAVURE DU SILICIUM PAR PLASMA.

Soutenue le 3 Février 1982 devant la Commission d'examen composée de :

M.	D. BLANC	Président
MM.	M. FITAIRE G. GAUTHERIN C. POMOT R. STADERINI	Examinateurs

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

ABSTRACT

Plasma etching of submicronic patterns is currently used for modern integrated circuits manufacturing. It is well known that etching is principally due to bombardment of substrate by positive ions created in fluoride (or chloride) plasmas. Improvement of anisotropy and etch rate can be obtained by increasing ion-energy.

The effect of a longitudinal ionic perturbation propagating normal to the wafer to etch is reported. An increase of the ionic energy deposited on the wafer is induced by this perturbation in resonance with the electrostatic sheath. An increase of the etch rate of the order of 10 % is measured.

The perturbation is produced by two grids immersed in the plasma. The effect of a D.C. polarization of these grids has been studied. The effect of this polarization pushing the ions to the wafer is shown to add to the effect of the A.C. polarization.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543523_0039

Cette thèse a été préparée au Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas d'Orsay dirigé par Monsieur J.L. DELCROIX qui m'a prodigué un enseignement de qualité durant mon troisième cycle.

Monsieur M. FITAIRE m'a proposé ce sujet de recherche et m'a fait bénéficier de son expérience et de ses conseils avec beaucoup de disponibilité au cours de ces deux années. Je lui exprime toute ma gratitude pour la confiance qu'il m'a témoignée et pour les initiatives que j'ai pu prendre sous sa responsabilité.

Je remercie Monsieur D. BLANC d'avoir bien voulu présider le jury de cette thèse, ainsi que Messieurs G. GAUTHERIN, C. POMOT et R. STADERINI pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail, et pour leur participation à ce jury.

Le rôle de Monsieur E. Le Duc dans la réalisation expérimentale a été déterminant, qu'il trouve ici l'expression de ma reconnaissance.

L'expérimentation a été rendue possible également grâce à des échantillons spécialement préparés par le C.E.A.-L.E.T.I.. Cette collaboration s'est effectuée dans le cadre du Groupement Circuit Intégré Silicium (G.C.I.S.).

J'ai apprécié la gentillesse de mes camarades de laboratoire et l'aide qui m'a été apportée pour la confection matérielle de ce mémoire.

SOMMAIRE

Pages

I. INTRODUCTION 1

1) Le développement de la micro-électronique 3
. L'évolution récente 3
. Avantages obtenus par une réduction de la taille de composants 5

2) Principes généraux de la fabrication des circuits intégrés 7

3) Les techniques mises en jeu 12
. Le masquage 12
. La gravure 13

4) Les insuffisances de la gravure chimique, nécessité d'une gravure anisotrope 15

II. GENERALITES SUR L'UTILISATION DES PLASMAS POUR LA GRAVURE 19

1) Rôle du gaz réactif ionisé 20

2) Rôle de la gaine électrostatique 22
. Exemple d'effet de gaine : cas du dépôt de matière 22
. La gaine et l'anisotropie de gravure 24

3) Gravure par désorption spontanée, par désorption stimulée 27

4) Les deux types principaux de gravure sèche 28

5) Effets susceptibles d'accroître l'anisotropie et la vitesse de gravure 30

III. UN MODELE DE PROPAGATION D'ONDES ACOUSTIQUES IONIQUES DANS UNE GAINE 33

1) Caractéristiques générales des plasmas Radio-Fréquence.. 34

2) Structure spatiale du potentiel électrique 37

3) Rappels sur la description des grandeurs macroscopiques dans une gaine 43

4) Propagation des ondes acoustiques ioniques 48

5) Influence des ions négatifs 57

6) Résultats théoriques 59
. Propagation dans le plasma 59
. Propagation à la lisière de la gaine 61
. Propagation dans la gaine 65

IV. DISPOSITIF EXPERIMENTAL 75

1) Diagnostic principal : diaphragme en silicium 76

2) Description générale du dispositif 78

3) Mesure des pressions partielles 82

4) La source de plasma 83

V. RESULTATS EXPERIMENTAUX 87

1) Mesures préliminaires 88
. Spectre de masse du gaz résiduel et du CF_4..... 88
. Spectre de CF_4 avec plasma et diaphragme inerte 90
. Mesures avec une sonde électrostatique 91
. Détection d'ondes acoustiques par la sonde électrostatique 93

2) Mesures concernant la gravure 100
. Polarisation des grilles par une tension continue ... 100
. Polarisation des grilles par une tension continue et alternative 103

3) Conclusion 108

APPENDICES

A. Techniques numériques 109
1) Intégration d'une équation différentielle par la méthode d'Euler 109
2) Méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 111
3) Racines d'un polynôme à coefficients complexes 112
. Généralités sur les méthodes itératives 112
. La méthode itérative de Raphson-Newton 113
. Racines d'un polynôme 113

B. Evaluation de la valeur de l'impédance d'un plasma ... 117

C. Notations utilisées au chapitre III 120

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES 123

I. INTRODUCTION

L'importance prise par les diverses applications de l'électronique n'échappe à personne. Des progrès spectaculaires touchant l'ensemble de la discipline ont été observés ces deux dernières décennies ; ces progrès sont particulièrement nets en ce qui concerne l'électronique dite numérique qui est à la base de l'informatique et des domaines connexes (microprocesseurs, télématique,...). Cependant, nombre de réalisations, envisagées grâce à l'électronique numérique, réclament des performances toujours accrues. Une augmentation du nombre de fonctions et de la rapidité des circuits, pour un coût moindre, serait bien évidemment fort appréciée. On peut citer quelques exemples de réalisations intéressées par ces progrès : la construction d'ordinateurs très puissants, permettant par exemple de résoudre les problèmes de reconnaissance des formes et de la parole ou de traduction de textes, la réalisation de circuits d'analyse ultra rapide (conversion analogique - numérique, transformation de Fourier ...), ainsi que la commande de robots complexes (exploration en atmosphère contaminée, prothèse de la main ...).

L'électronique, et tout particulièrement comme nous venons de le voir l'électronique numérique, bénéficie beaucoup de l'existence des circuits intégrés. Ceux-ci sont formés de l'interconnexion d'un très grand nombre de transistors, pour l'essentiel à effet de champ, créés et réunis à même une petite surface de silicium. La taille du transistor élémentaire est devenue, au cours des années, de plus en plus petite et s'inscrit actuellement sur une surface de quelques micromètres de côté, justifiant ainsi le terme de microélectronique.

Pour parvenir à une telle miniaturisation, il a fallu mettre au point des techniques spécifiques utilisant au mieux les connaissances acquises en physique. L'objet de ce travail est une étude ayant trait à la contribution de la physique des milieux ionisés à l'amélioration de l'une de ces techniques. Nous allons dans ce qui suit présenter quelques caractéristiques importantes des circuits intégrés, ce qui précisera en outre l'objet de notre travail.

I.1. LE DEVELOPPEMENT DE LA MICRO-ELECTRONIQUE

I.1.1. L'EVOLUTION RECENTE

L'histoire de l'électronique à semi-conducteurs débute en 1947 quand a été réalisé le premier transistor au germanium. Mais la micro-électronique est née quand on a su réunir plusieurs transistors, formant un élément de circuit, sur un même élément semi-conducteur. Cette étape (premier circuit intégré) se situe vers 1960 avec la réalisation d'une simple bascule ne comprenant alors que trois transistors.

Depuis cette date, les améliorations, tant en ce qui concerne l'augmentation de la densité de composants que de la qualité électrique, se sont faites à un rythme élevé.

Nous allons les mettre en évidence par quatre critères :

* Le nombre approximatif de composants actifs (transistors) par circuit :

1963	: 10
1971 (circuit de calculatrice)	: 10^3
1976 (microprocesseur 8 bits)	: 6.10^3
1980 (microprocesseur 16 bits)	: 6.10^4
1981-82 (microprocesseur 32 bits)	: $4,5.10^5$
[1984 (mémoire RAM 256 kbits)	: 10^6]

soit une progression moyenne du nombre de composants de 75 % par année.

* Le nombre de bits de mémoire par circuit de mémoire vive (RAM dynamique) :

1969	: 64
1974	: 4 k
1976	: 16 k
1980	: 64 k
[1984	:256 k]

soit une augmentation d'environ 90 % par année.

* La taille du plus petit motif d'un composant commercialisé :

1960 : 55 µm
1962 : 12 µm
1970 : 7 µm
1975 : 5 µm
1980 : 3 µm
[1990 : 1 µm ?]

soit une amélioration de 8,5 % par année (excèpté la première valeur).

* Le prix en centime par bit de mémoire vive :

1974 : 2 ct (mémoire 1 k)
1976 : 1 ct (4 k)
1978 : 0,5 ct (16 k)
1980 : 0,2 ct (64 k)
1981 : 0,15 ct (64 k)
1981 : 0,03 ct (256 k à bulles)

soit une réduction de 30 % par année.

Ces chiffres sont tout à fait spectaculaires, et il existe peu de techniques ayant connu un changement aussi rapide. Mais il faut bien garder à l'esprit que celui-ci n'a été rendu possible que par une évolution profonde des méthodes de réalisation. On peut voir sur l'exemple du prix de la mémoire élémentaire, que la diminution est acquise en passant d'une taille de mémoire à une autre. La réduction du prix est donc peu liée à l'augmentation des séries de production. D'autre part, malgré le dynamisme de l'industrie électronique, il ne semble guère possible de réduire le délai entre l'introduction d'une nouvelle technologie au niveau du laboratoire et la commercialisation du produit correspondant. C'est pour cette raison qu'il est possible de prévoir ce que seront les circuits dans les prochaines années.

Signalons qu'à ce jour, le circuit le plus élaboré mis au point est un microprocesseur 32 bits, comprenant 450 000 transistors pour une surface de 40 mm^2 (soit en moyenne un carré de 9 µm de côté pour chaque transistor), par ailleurs capable d'exécuter une micro-instruction en 55 ns.

Les circuits d'aujourd'hui sont dits à très grand degré d'intégration (V.L.S.I.), mais les limites de physique fondamentale (quantiques, vitesse limite de propagation, bruit cosmique, ...) sont encore loin d'être atteintes. De plus, rien ne permet d'affirmer que ces limites ne seront pas contournées par l'introduction, à des niveaux divers, de nouveaux concepts (utilisation de l'effet Josephson ?). C'est pourquoi il est difficile de prévoir les applications les plus spectaculaires à long, et même à moyen terme, de l'actuelle course à la miniaturisation des circuits.

I.1.2. AVANTAGES OBTENUS PAR UNE REDUCTION DE LA TAILLE DES COMPOSANTS

Deux transistors de tailles différentes, mais tels que l'on puisse passer de l'un à l'autre par une homothétie n'ont pas les mêmes propriétés : un certain nombre de paramètres physiques sont dépendants du facteur de réduction d'échelle.

Quand on réduit la taille d'un facteur n (dans les trois dimensions), on comprend que le nombre de transistors pouvant être implantés sur une surface donnée de matériau croisse comme n^2. Mais on observe aussi d'autres avantages à cette réduction. En effet, la tension d'alimentation et le courant nécessaire au fonctionnement du transistor varient comme $1/n$ et donc la puissance électrique consommée par le circuit comme $1/n^2$; la capacité parasite d'entrée ($C = S/e$) comme $n/n^2 = 1/n$, le temps de charge de cette capacité ($C \times V/I$), et donc la rapidité du transistor, comme $1/n$ également.

De tels avantages justifient le grand intérêt que suscite toute réduction de la taille des composants. Les avantages ne sont pas seulement économiques (même temps de fabrication d'un plus grand nombre de transistors), mais également physiques puisqu'ils correspondent à une amélioration des caractéristiques électroniques.

En ce qui concerne ces avantages économiques, on peut également noter que la complexité d'un circuit (nombre de fonctions qui y sont intégrées) ne peut, pratiquement, croitre qu'en réduisant la taille des composants. En effet, la surface totale maximum d'un circuit est limitée par le fait qu'en la dépassant, les défauts - dont la probabilité de présence par unité de surface est à peu près constante - feraient baisser le rendement de production, déjà parfois très faible (quelques pour-cents). Cette limite supérieure recule assez lentement (au plus 20 %/an) contrairement aux autres caractéristiques des circuits.

On comprend ainsi les efforts effectués, de manière constante, pour mettre au point des techniques d'intégration toujours plus poussée.

I.2. PRINCIPES GENERAUX DE LA FABRICATION DES CIRCUITS INTEGRES

Les circuits intégrés modernes comportent un nombre tel de transistors que leur conception est difficile, même lorsque celle-ci est assistée par ordinateur (C.A.O.). Dans ce qui suit, nous nous limiterons aux problèmes posés par les seules techniques de fabrication.

Le composant élémentaire des circuits est, très généralement, un transistor à effet de champ M.O.S. (Métal Oxyde Silicium) tel que représenté sur la figure 1.

Pour parvenir à réaliser un transistor, il faut tout d'abord disposer d'une tranche de silicium monocristallin. On réalise celle-ci à partir d'un barreau obtenu en plongeant un petit monocristal de silicium dans un bain de silicium très pur et dopé avec précision ; par un tirage lent, on arrive à "accrocher" de la matière sur le monocristal préexistant tout en gardant la même organisation microscopique. C'est ainsi que l'on produit des barreaux cylindriques et monocristallins, pouvant atteindre un mètre de longueur et ayant une dizaine de centimètres de diamètre. Une découpe purement mécanique permet d'obtenir les tranches de silicium souhaitées sur lesquelles on reproduit un grand nombre de circuits identiques.

Pour former ensuite les motifs géométriques qui composent un circuit, on effectue toute une série d'opérations, basées sur la répétition de la méthode suivante : ne pouvant préparer directement un micro-motif d'un matériau quelconque, on commence par déposer uniformément le matériau en question sur toute une plaquette en utilisant un procédé macroscopique (dépôt en phase vapeur, par pulvérisation cathodique, croissance d'oxyde,...). Et à ce premier dépôt, est ajouté un deuxième dépôt formé d'une résine photosensible ; on insole

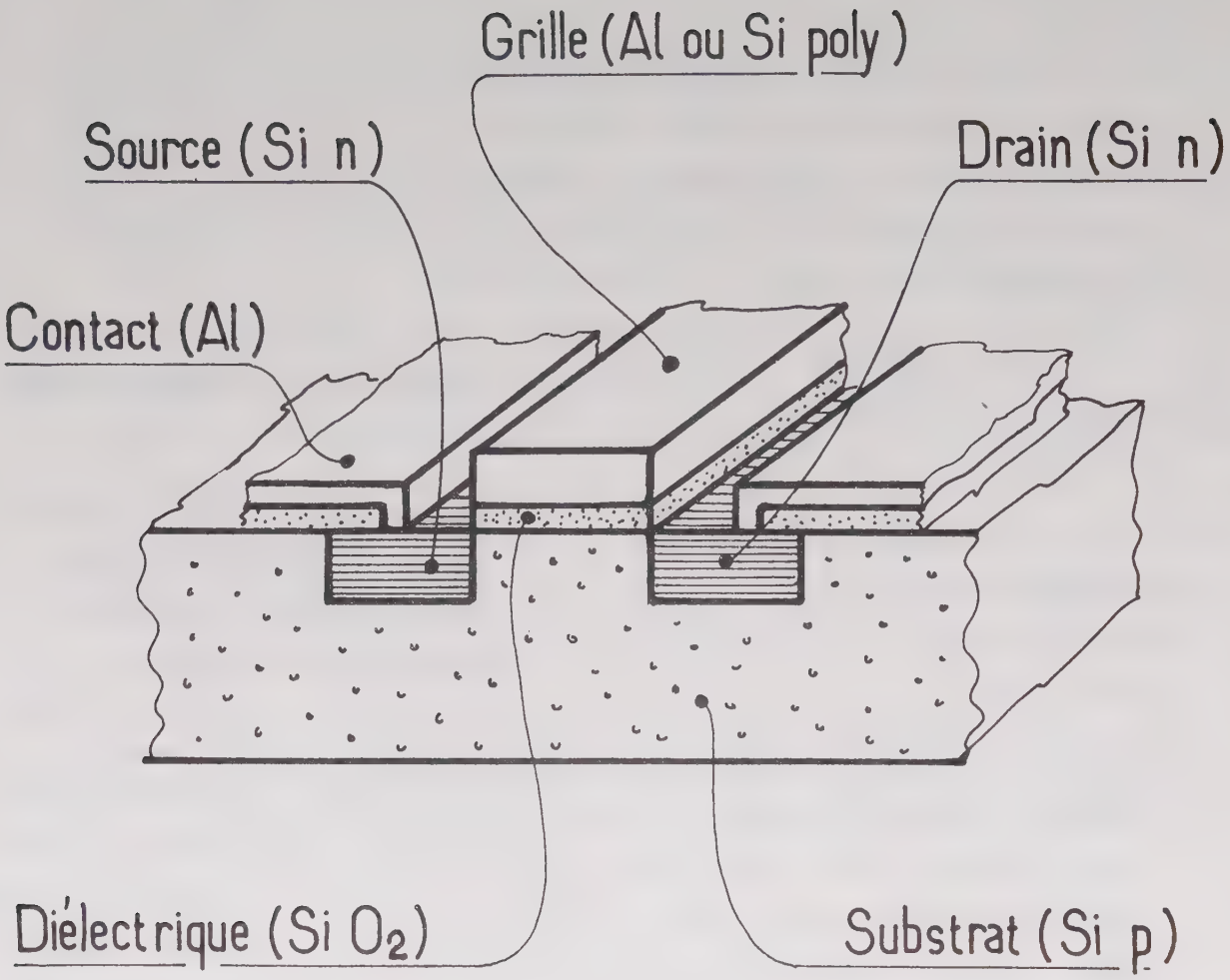
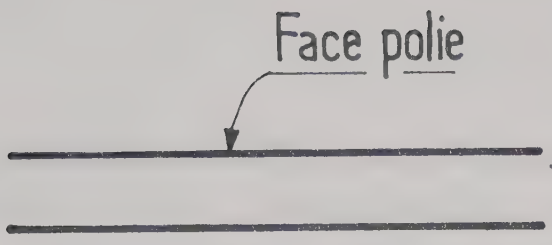


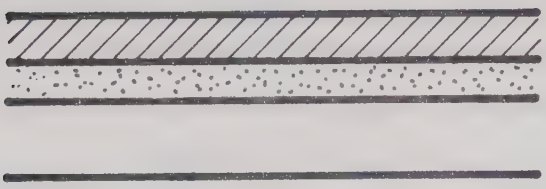
FIGURE 1 : schéma de principe d'un transistor M.O.S.

cette résine à l'aide d'un masque où sont définies de fines zones alternativement opaques ou transparentes, et on développe l'ensemble dans un révélateur chimique. Certaines zones du premier dépôt étant maintenant dévoilées, on élimine localement de la matière par gravure, soit avec une attaque chimique, soit avec un plasma réactif. Du dépôt initial, ne subsiste plus alors que des "pavés", en des endroits définis par le dessin initial imposé par le masque d'insolation.
Un exemple d'application répétée de cette méthode pour fabriquer un transistor MOS canal p, est donné figure 2.

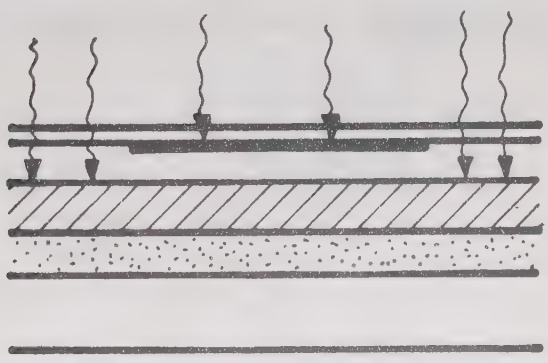
Cette technique de fabrication des circuits intégrés supporte un certain nombre de variantes, mais le principe en reste toujours le même.



tranche de silicium dopé n
épaisseur ≃ 0,5 mm
résistivité ≃ 10^{-2} Ω.m



oxydation (0,3 à 0,5 µm) et
dépôt de résine photosensible

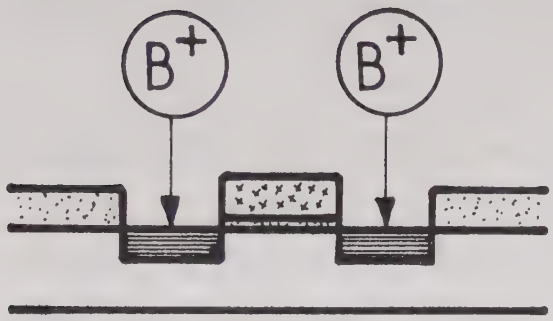


insolation avec source U.V.

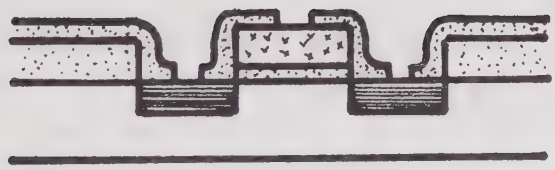
développement de la résine
et gravure du S_iO_2

légère oxydation (50 à 80 nm)
pour former la grille et dépôt
de silicium polycristallin
(0,3 à 0,5 µm)

définition des régions Source et Drain par couchage d'une résine, développement et gravure du S_i(poly) et S_iO_2



dopage Source et Drain par implantation ionique



dépôt de S_iO_2 en phase vapeur
ouverture des contacts
(par gravure du S_iO_2)

évaporation d'aluminium et définition des interconnexions par gravure de l'aluminium

FIGURE 2 : exemple de réalisation d'un transistor M.O.S.

I.3. LES TECHNIQUES MISES EN JEU

Au cours de l'élaboration d'un circuit intégré, nous avons vu différentes techniques se succéder (figure 2) :

a) La production des substrats de silicium. Bien que représentant une opération coûteuse, cette production peut être considérée comme donnant des résultats assez satisfaisants aujourd'hui.

b) L'ensemble des opérations dites de lithographie qui regroupe le masquage et la gravure.

c) L'implantation ionique. On la réalise à l'aide d'un accélérateur à ions de faible énergie (vers 200 keV), mais dont le courant est relativement élevé (quelques mA). Les ions ainsi projetés pénetrent dans le silicium à faible profondeur (< 1 µm) annulant le dopage préalablement créé dans la masse cristalline du substrat, pour aboutir à un dopage de signe opposé.

Il est évident que les progrès concernant l'ensemble de ces techniques doivent, le plus possible, intervenir simultanément. Sans cela, l'amélioration des performances de l'une d'elles seulement, pourrait ne pas avoir toutes les conséquences escomptées. Un tel problème s'est précisément posé quand les techniques de masquages ont permis de dessiner des motifs très fins. La gravure chimique s'est alors révélée beaucoup trop imprécise pour ces nouvelles échelles de grandeur.

C'est vers l'amélioration des techniques de lithographie que l'effort doit actuellement être plus particulièrement poussé ; nous allons préciser ce point dans ce qui suit.

I.3.1. LE MASQUAGE

La technique de masquage la plus courante utilise une source optique éclairant une résine photosensible à travers

un masque à fort contraste. Pour éviter les effets de diffraction sur les bords des traits opaques du masque, il a fallu, au fur et à mesure de la réduction du facteur d'échelle, utiliser des sources monochromatiques de longueur d'onde de plus en plus courte. On s'est alors heurté à une limite inférieure de ces longueurs d'onde en dessous de laquelle les systèmes optiques ne fonctionnent pas en transmission de manière satisfaisante. La résolution s'en est trouvée limitée à environ 1 µm.

On a ainsi été amené à envisager d'autres procédés pour le masquage des circuits avec l'idée que, à terme, ceux-ci devraient avoir un motif élémentaire inférieur au micromètre. Selon une démarche analogue à celle suivie en microscopie, on est passé du masquage optique au masquage par faisceau d'électrons : on balaye à l'aide d'un fin pinceau d'électrons une résine convenablement choisie, les modifications apportée à celle-ci par les électrons étant ensuite révélées chimiquement. Malgré son coût élevé (procédé lent qui limite donc la production), ce masquage permet un alignement précis et surtout une résolution spatiale excellente (0,2 µm) ; cette technique n'en est encore qu'à ses débuts d'exploitation.

Certaines recherches en cours portent sur une technique utilisant des rayons X. Les diffficultés de mise en oeuvre sont grandes, tant au niveau de la source de rayons X que de la réalisation de masques ayant un bon contraste à ces longueurs d'ondes. Mais les avantages d'une telle méthode, sont a priori une résolution encore meilleure que par faisceaux d'électrons, tout en traitant simultanément la totalité des circuits d'une plaquette, au lieu de balayer celle-ci trait par trait, et donc en principe plus lentement.

1.3.2. LA GRAVURE

Lorsque, suite au masquage, la résine est enlevée aux endroits prédéterminés, il est nécessaire de graver les divers

matériaux dévoilés (oxyde de silicium, aluminium ...). Pour ce faire, on a utilisé pendant longtemps une voie chimique dite "humide" (par exemple acide fluorhydrique dans le cas de SiO_2). Mais pour des raisons que nous allons voir, celle-ci s'est révélée inadaptée à la gravure des circuits à très grand degré d'intégration, et a été progressivement remplacée par une voie dite "sèche", où les substrats sont traités par plasma.

I.4. LES INSUFFISANCES DE LA GRAVURE CHIMIQUE, NECESSITE D'UNE GRAVURE ANISOTROPE

Lorsqu'un acide dissout un élément de circuit intégré découvert entre deux plaques de résine protectrice, il commence par creuser une sorte de tranchée ; dès que celle-ci est ébauchée, les flancs en sont également attaqués et la gravure s'effectue tant en profondeur que latéralement, et donc aussi sous la résine : on traduit ceci en disant que la gravure chimique est "isotrope". On comprend bien que cette propriété ait pour effet d'élargir la taille du motif initialement prévu (figure 3). Compte tenu des épaisseurs des dépôts couramment réalisés, la gravure isotrope ne permet pas de tailler des motifs inférieurs à 3 µm. La gravure chimique présente en outre d'autres inconvénients ; il est en particulier difficile d'assurer un traitement régulier et bien reproductible des circuits, à cause de la consommation des produits actifs au cours du traitement lui-même. Un palliatif consiste alors à travailler dans un flux de produits chimiques, opération qui est onéreuse puisque de grandes quantités de produits très purs doivent être employés pour être rejetés à peine utilisés, posant ainsi un évident problème de nuisance.

La nécessité d'une gravure plus anisotrope est très vite apparue, rappelons que les perspectives actuelles sont la réalisation de circuits dont les motifs élémentaires sont de taille nettement inférieure au micromètre (micro-électronique sub-micronique).

La gravure idéale devrait avoir plusieurs caractéristiques : être bien reproductible, ne pas attaquer la résine ni induire de défauts dans les substrats, avoir une bonne sélectivité (rapport entre les taux de gravure des différents matériaux) et surtout une bonne anisotropie qui conserve les dimensions du motif (figure 4).

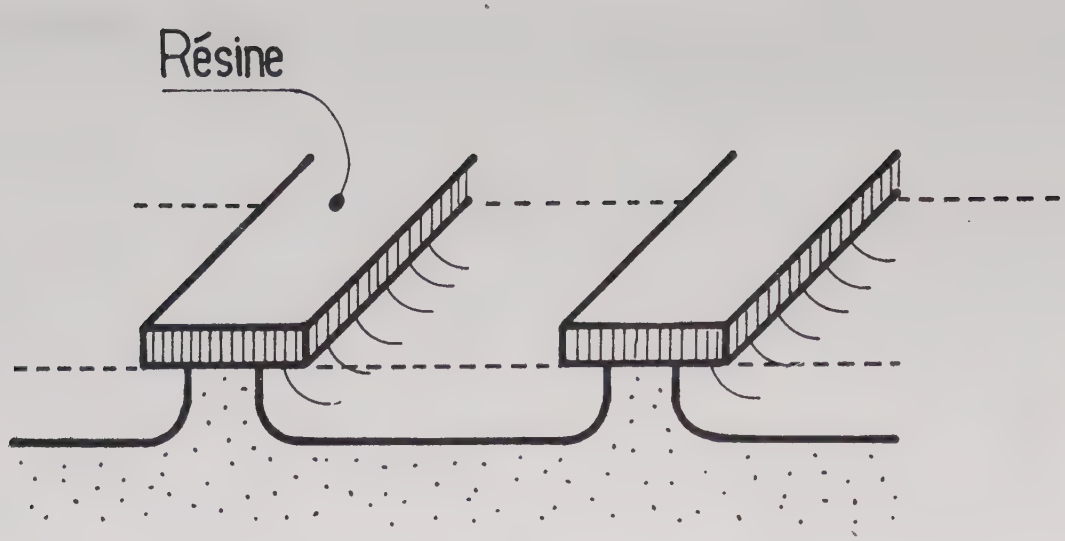


FIGURE 3 : gravure isotrope

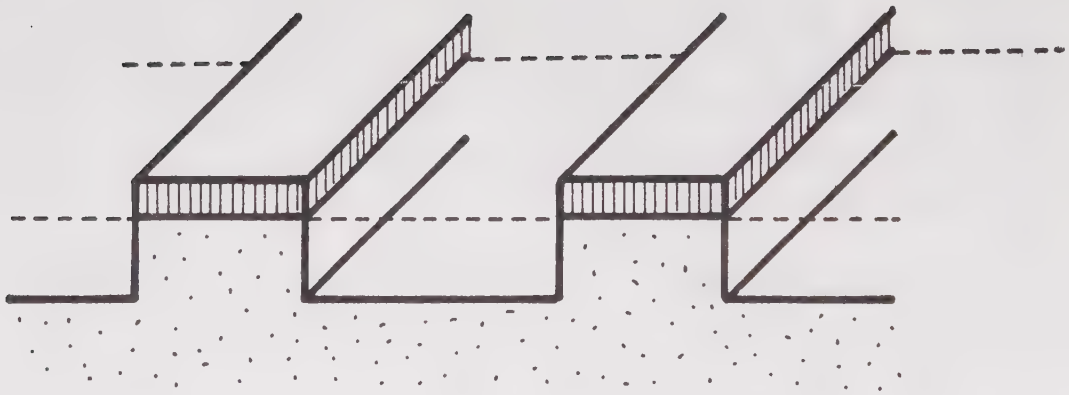


FIGURE 4 : gravure anisotrope

La gravure par plasma satisfait assez bien ces conditions. Les seuls points faibles, par rapport à la gravure chimique, sont un temps de traitement accru (plusieurs dizaines de minutes) et une moindre sélectivité.

Dans ce travail, nous allons préciser les processus physiques régissant la gravure par plasma. Nous vérifierons ensuite qu'il est possible d'améliorer à la fois l'anisotropie et la vitesse de gravure, et ceci en jouant sur l'énergie des ions qui heurtent le silicium.

II. GENERALITES SUR L'UTILISATION DES PLASMAS POUR LA GRAVURE

L'utilisation des plasmas dans les opérations de gravure est une application récente de la physique des milieux ionisés ; ce qui suit présente sommairement l'état actuel des connaissances sur le sujet.

Ainsi que nous l'avons vu, les défauts de la gravure chimique se sont faits d'autant plus sentir que cette méthode semblait ne plus pouvoir évoluer, alors que le reste des techniques de réalisation (masquage,...) ne cessait de progresser. Les plasmas, utilisés à l'origine très empiriquement, ont semblé répondre aux besoins ainsi exprimés. Mais leur introduction s'est faite en l'absence d'une compréhension claire des processus mis en jeu, et il importait d'y remédier afin de ne pas empêcher le développement de la gravure plasma en vue de meilleures performances. La nature des recherches s'est alors déplacée des études de type industriel, où pour l'essentiel on explore de façon systèmatique l'influence des principaux paramètres physiques, vers des recherches de type plus fondamental, afin de mieux comprendre les processus physiques mis en jeu dans la gravure.

II.1. ROLE DU GAZ REACTIF IONISE

La gravure "sèche" est naturellement définie comme étant une opération réalisée en dehors de tout milieu liquide. En pratique cette expression est synonyme de "gravure par plasma". Il a bien été essayé d'effectuer cette gravure en plongeant les substrats de silicium dans une enceinte contenant un gaz a priori réactif (c'est-à-dire avec des composants très oxydants) porté à une température élevée (> 700°C). Mais l'emploi de telles températures conduirait à une destruction des circuits à graver, par la diffusion en phase solide à l'interconnexion des différentes structures des composants élémentaires. En outre le coefficient de gravure (profondeur de gravure par unité de temps) serait très faible, avec une anisotropie comparable à celle de la gravure chimique. Si on exclue ce procédé marginal, la gravure sèche a donc nécessairement lieu en présence d'un plasma, grâce auquel un gaz, naturellement inerte, devient agressif vis à vis du silicium et de ses composés. Il s'agit de comprendre en quoi le fait d'ioniser un gaz peut être responsable de tels effets. Il est possible de répondre à cette question en décomposant l'action du plasma en deux étapes : d'une part l'excitation et l'ionisation du gaz qui créent des espèces atomiques ou moléculaires nouvelles, et d'autre part l'interaction du plasma avec le milieu solide qui le contient.

Nous allons tout d'abord décrire brièvement la première étape. Les gaz utilisables en gravure sèche ont été déterminés expérimentalement. Tous ont en commun d'être composés d'éléments très électronégatifs ; soumis à un champ électrique extérieur, généralement Radio-Fréquence, ils sont ionisés. Les collisions électroniques (et ioniques) sont à l'origine d'une chimie très complexe, un très grand nombre de réactions étant possibles (excitations, dissociations ...). Des radicaux libres, dans divers états, sont crées qui réagissent entre eux lors de collisions.

Un cas fréquemment rencontré est celui de la gravure du silicium par les composés fluorés issus de différents gaz (CF_4, SF_6, XeF_2, F_2+He ...). Plusieurs auteurs (par exemple [9], [19] et [20]) ont montré que la gravure est alors due au fluor monoatomique produit par les processus inélastiques évoqués, et plus certainement due à l'ion F^+. Celui-ci, au contact de silicium solide, réagit pour donner un composé silicofluoré : SiF_4 ; on constate que la molécule SiF_4 est désorbée, emportant ainsi un atome de silicium. C'est sur une telle opération que repose la gravure, dont on pourrait dire par analogie, qu'elle résulte d'une sorte de "gazéification" du silicium.

On peut donner deux exemples complémentaires de cette chimie. Dans le cas où le gaz neutre utilisé est CF_4, la surface à graver étant de l'oxyde de silicium (SiO_2), il intervient également l'ion CF_3^+ : le carbone s'associe à l'oxygène et les produits de la réaction sont SiF_4 et CO_2. D'autre part, si le plasma est crée dans un mélange constitué de CF_4 et de 10 - 20 % d'oxygène, il y a réaction dans le volume du plasma pour former également du CO_2 et libérer quatre atomes de fluor. On peut ainsi comprendre que cette manière d'accroître la production de fluor monoatomique ait une influence sur le taux de gravure [9].

Ces exemples ne sont pas limitatifs et les réactions se décomposent en fait en de multiples variantes et intermédiaires tenant compte des différents états atomiques et moléculaires possibles [2].

Le rôle de l'ionisation du gaz réactif apparait donc comme étant à l'origine de réactions chimiques qui n'ont pas lieu spontanément. Seules de très fortes températures seraient peut être capables de les amorcer, mais alors pas sans dommage pour les circuits à graver. L'état plasma s'impose donc puisqu'il est seul capable de produire des espèces réactives à basse température (moins de 300°C).

Nous verrons en outre que l'utilisation d'un plasma s'impose aussi pour d'autres raisons.

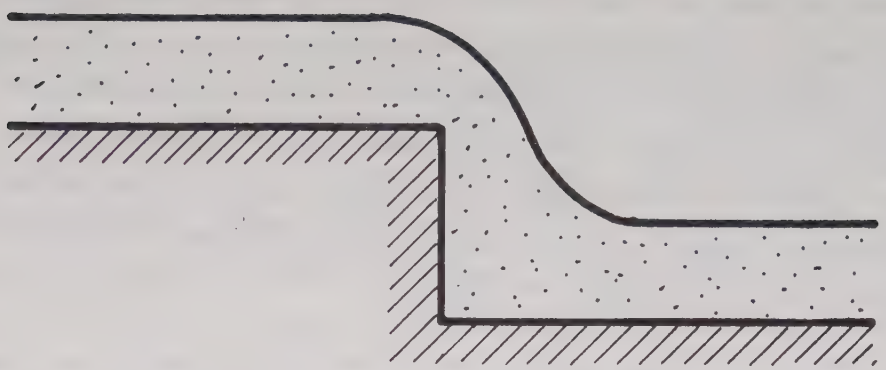
II.2. ROLE DE LA GAINE ELECTROSTATIQUE

Après avoir constaté la très bonne anisotropie de la gravure sèche, il a fallu formuler et vérifier des hypothèses susceptibles d'interpréter le phénomène observé. La gaine électrostatique, nécessairement formée en avant de tout solide en contact avec un plasma, constitue l'une des causes physiques d'anisotropie. Il peut donc sembler naturel d'émettre l'idée qu'elle soit responsable de l'anisotropie de la gravure.

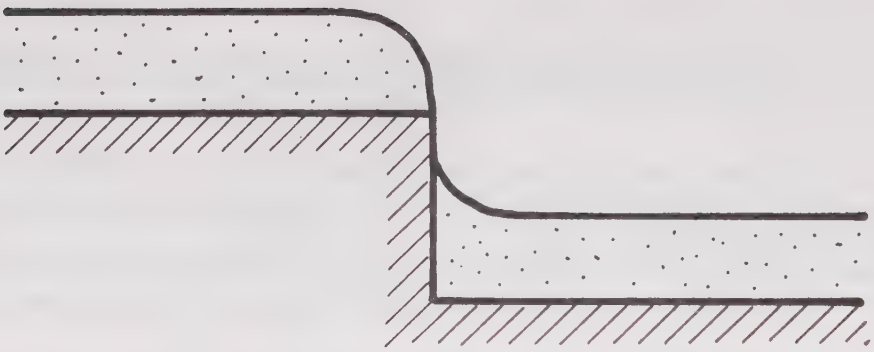
Avant d'étudier en détail le rôle de la gaine, rappelons que celle-ci est telle qu'elle tende à accélérer les charges positives du plasma vers la paroi, et à repousser les charges négatives (qui ne sont pas seulement des électrons à cause de la présence de corps électronégatifs).

II.2.1. EXEMPLE D'EFFET DE GAINE : CAS DU DEPOT DE MATIERE

Un autre exemple de processus anisotrope n'existant qu'en présence d'un plasma, est fourni par l'opération inverse de la gravure : le dépôt de matière, qui d'ailleurs peut intervenir également dans les étapes de fabrication des circuits intégrés. A l'origine, ces dépôts étaient effectués par évaporation chimique en phase gazeuse (Chemical Vapor Deposition). Par la suite, on s'est aperçu que des plasmas produits dans certains gaz (par exemple le silane - SiH_4 - pour déposer du silicium amorphe) remplissaient la même fonction [18]. Ces deux procédés apparaissent néanmoins différents quand on dépose de la matière sur une structure non plane, cas très fréquent. Si, par exemple, le substrat possède au préalable un aspect local de "marche", alors l'aspect final peut prendre suivant l'un ou l'autre cas les allures données figure 1.



a) Par CVD



b) Par plasma

FIGURE 1 : exemple du dépôt

Dans le cas de l'évaporation C.V.D., la vitesse d'ensemble des particules est faible devant la vitesse d'agitation thermique, et l'on peut donc considérer que leur fonction de distribution est une quasi-maxwellienne. Les molécules de la substance à déposer bombardent donc le substrat sans direction privilégiée. Il en résulte une accumulation de matière (figure 1-a) que l'on peut comparer au résultat de l'étalement d'une pâte à forte tension superficielle, ou bien encore d'une "chute de neige", transformant une forme à bords vifs en une autre à bords très arrondis.

Dans le cas du dépôt par plasma (figure 1-b), tout se passe comme si les particules de matière tombaient sur le substrat normalement à celui-ci. Ces propriétés des plasmas de dépôts, aussi bien que de ceux de gravure, sont indépendantes de la méthode de production (couplage selfique ou capacitif, géométries différentes d'enceintes, excitations Radio-Fréquence ou Hyperfréquence). Cela nous conduit donc à éliminer le champ électrique excitateur comme cause première d'anisotropie.

II.2.2. LA GAINE ET L'ANISOTROPIE DE GRAVURE

Il ne reste donc apparemment que l'effet de la gaine électrostatique pour expliquer l'anisotropie de gravure, et nous allons voir, à la lumière de trois expériences connues, que cette hypothèse peut y trouver un début de confirmation :

a) Flamm et al. [10] créent un plasma dans un tube où circule du fluor diatomique et s'arrangent pour que ce plasma soit localisé dans une partie seulement du tube. Un échantillon de S_iO_2, placé loin et en aval du plasma, est soumis aux particules neutres issues de la décharge. L'échantillon reçoit ainsi un mélange de fluor diatomique et monoatomique, ce dernier ne s'étant pas encore recombiné. Ayant observé une gravure de l'ordre de 20 nm/mn, les auteurs concluent que la gravure n'est due qu'au fluor atomique, qu'elle n'implique pas le bombardement de

l'échantillon par des particules chargées, et que ce bombardement joue tout au plus un rôle d'appoint. Une loi montrant l'accroissement de la gravure en fonction de la température du SiO_2 est donnée par les auteurs.

b) Vasile [19], [20] crée un plasma par décharge R.F. capacitive. Nous verrons (III.2) que dans une telle configuration, la chute de potentiel dans la gaine formée autour des électrodes est différente pour chacune d'elles. L'auteur trouve des coefficients de gravure dans un rapport trois selon que l'échantillon est fixé sur l'une ou l'autre des électrodes, le potentiel de gaine variant alors dans un rapport deux ; c'est, semble-t-il, le seul paramètre qui soit dissymétrique dans cette expérience. Notons que les coefficients de gravure ainsi obtenus, sont supérieurs d'un ordre de grandeur (200 et 600 nm/mn) à ceux observés dans l'expérience précédente.

c) Boyd et al. [5] ont placé des échantillons à graver à l'intérieur d'une cathode dont la partie supérieure est constituée d'une grille ; le plasma et sa gaine se forment sur cette grille comme s'il s'agissait d'une cathode pleine (pas de la grille petit), mais la diffusion des particules au travers de la grille est possible. L'expérience montre qu'en inclinant les échantillons par rapport à la surface de la cathode, la gravure obtenue est anisotrope et reste perpendiculaire à la grille, effectuant ainsi une gravure oblique (les flancs des sillons qui ne sont pas tournés vers le plasma ne sont pas gravés).

Tout ceci semble donc confirmer les hypothèses formulées précédemment quant au rôle de la gaine. La troisième expérience conduit à penser que la gravure est fortement liée au bombardement du substrat, par les ions positifs et les électrons ayant transité dans la gaine. On peut également noter ques les ions négatifs ne jouent pas de rôle direct puisqu'ils ne peuvent atteindre le substrat. La différence entre les taux de gravure (facteur de 1 à 3) sur les électrodes dans la deuxième expérience nous permet d'ajouter que la gravure doit croître avec l'énergie des particules accélérées par la gaine, ce qui est conforme aux

conclusions d'autres auteurs (ex. [4]). Enfin notons que le taux de gravure de 600 nm/mn, observé dans un plasma, serait obtenu dans le système de Flamm (gravure par fluor atomique neutre) à 3000°C !

D'autres études [12], [16] et [17] confirment, par des voies distinctes, que le bombardement par les ions positifs (F^+, CF_3^+, F_2^+ ...) a une action prépondérante dans le processus de gravure, même si cette action doit être considérée comme indirecte : le bombardement des ions forçant la désorption des silico-fluorés chimisorbés à la surface.

Ce qui précède infirme l'idée que le plasma ne servirait qu'à fabriquer les réactants nécessaires à la gravure et à confirmer le rôle important de la gaine électrostatique.

II.3. GRAVURE PAR DESORPTION SPONTANEE, PAR DESORPTION STIMULEE

Il est possible, compte tenu de ce qui précède, de décrire schématiquement la suite des processus impliqués dans l'opération de gravure sèche. Plaçons nous par exemple dans la situation où une gravure de motifs en forme de tranchées est en cours. A cause de la gaine électrostatique, seules les espèces neutres (F) peuvent s'adsorber sur les flancs verticaux. La désorption des produits de la réaction, n'a alors lieu que lentement ; on se trouve en effet dans le cas de l'expérience de Flamm où le taux de gravure ne dépend que de la température locale et de la quantité d'expèces neutres produites. C'est la gravure par *désorption spontanée*.

Par contre le fond des tranchées subit en plus un bombardement d'espèces chargées, notamment d'ions positifs à énergie grande devant celle d'agitation thermique. L'expérience montre que la désorption des produits de réaction est alors nettement plus importante que sur les flancs où ce bombardement est absent. Nous donnerons à cette opération l'appellation de gravure par *désorption stimulée*. C'est cette opération qui intervient lorsque la gravure a lieu en présence du plasma, comme, par exemple, dans l'expérience de Vasile.

Les taux de gravure sur le fond et les flancs des tranchées pourront donc différer d'un ordre de grandeur, et l'on comprend ainsi que la gravure sèche puisse être anisotrope.

L'anisotropie, précisément définie comme étant le rapport entre les deux taux évoqués ci-dessus, devrait être idéalement infinie. En suivant la terminologie adoptée, on dira que rechercher une meilleure anisotropie, revient à minimiser la désorption spontanée et à renforcer la désorption stimulée, ce qui ne peut qu'accroître également la vitesse de gravure. Nous retiendrons donc que, suivant cette idée, la gravure peut être améliorée par l'augmentation de l'énergie des particules chargées atteignant les substrats.

II.4. LES DEUX TYPES PRINCIPAUX DE GRAVURE SECHE

Nous venons de décomposer l'action d'un plasma en deux phases : production d'espèces actives et accélération des ions vers les plaquettes de circuit. Il existe deux types de gravure sèche qui incluent ces deux phases en tout ou partie [9], [12].

a) La gravure plasma proprement dite (Plasma Etching) où le rôle de l'interaction plasma surface est essentiellement limité à l'action des espèces réactives.

b) La gravure ionique réactive (R.I.E.) où les espèces réactives produites dans le plasma ont une action renforcée par le champ électrique de la gaine.

La gaine électrostatique existe naturellement dans les deux types de gravure évoqués ci-dessus : mais à cause des valeurs de la pression de gaz neutre - et donc du libre parcours moyen entre deux collisions des espèces neutres ou ionisées - les gaines créées dans l'un et l'autre cas ont des caractéristiques différentes. Dans la gravure ionique réactive, le libre parcours moyen des ions est de l'ordre de grandeur de - ou supérieur à - l'épaisseur de la gaine : les ions peuvent donc acquérir l'énergie correspondant à la chute de potentiel qui y correspond. Dans la gravure plasma, les ions effectuent dans la gaine un grand nombre de collisions et ne peuvent donc gagner l'énergie correspondant à cette différence de potentiel, ainsi que la directivité qui y est associée.

On peut donc comprendre que la gravure ionique réactive donne, quant à l'anisotropie de meilleurs résultats, nous avons d'ailleurs déjà implicitement admis (II.2, II.3) que tel était le cas dans lequel nous nous plaçons. L'anisotropie de la gravure plasma proprement dite est comparable à celle de la gravure humide ce qui se comprend aisément, compte tenu de ce qui précède.

On peut déterminer les domaines de pression (de gaz neutre) correspondant à ces deux modes de gravure, en comparant le libre parcours moyen des ions à l'épaisseur de la gaine. Ceci conduit généralement [9], [12] à considérer que la gravure "plasma" a lieu dans le domaine des pressions comprises entre 50 et 600 Pa, et la gravure ionique réactive dans le domaine des pressions inférieures à 50 Pa, disons en dessous de 15 Pa.

Signalons l'existence d'un troisième type de gravure sèche, d'un usage encore peu courant : la gravure par faisceau d'ions réactifs (I.B.E.) [16]. Nous n'en dirons pas plus sur ce procédé car il est, dans son principe même, très différent des deux précédents.

II.5. EFFETS SUSCEPTIBLES D'ACCROITRE L'ANISOTROPIE ET LA VITESSE DE GRAVURE

Bien que les connaissances acquises sur le sujet concerné ne soient encore que partielles, il est possible de tracer les grandes lignes des voies d'actions potentiellement intéressantes :

a) augmentation du taux de production d'espèces réactives. En modifiant certains paramètres du plasma (mélanges de gaz, puissance R.F., pression ...), on peut éventuellement optimiser la production des réactants et rechercher parmi ceux-ci les plus "actifs" : c'est une étude de chimie des plasmas ;

b) accroissement du potentiel de gaine pour agir sur l'énergie des ions. Il est, pour cela, possible d'augmenter la température électronique puisque le potentiel du plasma est lié au potentiel flottant (III.2) qui lui-même croît avec T_e. Citons par exemple les modifications - tension, fréquence, du champ R.F. [4] ou l'introduction d'hélium dans le mélange de gaz neutre (l'hélium a un potentiel d'ionisation élevé) [19] ;

c) baisse de la pression de gaz neutre pour permettre aux ions de transiter dans la gaine sans subir de collisions. On est toutefois limité dans cette voie par la difficulté d'amorcer un plasma à basse pression avec un simple champ électrique R.F., et aussi par l'incompatibilité avec l'augmentation recherchée de la densité de réactants. Seuls les plasmas Hyperfréquence peuvent être assez commodément produits à très basse pression.

Ces deux dernières voies d'action ont pour but d'augmenter la désorption stimulée. Pour diminuer la désorption spontanée, on peut citer le refroidissement des électrodes qui supportent les substrats, procédé déjà couramment utilisés dans les installations industrielles afin d'éviter les dégradations résultant d'un trop grand échauffement des circuits.

En ce qui nous concerne, nous allons chercher à réaliser une meilleure gravure (anisotropie et vitesse) par accroissement de l'énergie des ions lors des chocs que ceux-ci effectuent avec le silicium. Nous allons pour cela faire propager une perturbation ionique dans une direction normale au substrat ; cette onde est longitudinale et la vitesse des ions dans l'onde est colinéaire à celle imposée par la gaine. Dans ces conditions les ions acquèrent une énergie cinétique moyenne supérieure à celle qu'ils possèdent en l'absence d'onde, renforçant ainsi la désorption stimulée. De telles ondes, connues sous le nom d'ondes acoustiques ioniques [1], présentent de fait une bonne analogie avec les ondes acoustiques pouvant se propager dans un gaz neutre. En général, on ne sait exciter que des perturbations ioniques d'amplitude relativement faible, mais nous montrerons un effet de résonance de ces ondes dans la gaine électrostatique qu'elles doivent traverser avant d'atteindre le substrat : c'est ceci qui sera utilisé pour accroître la qualité de la gravure.

On peut noter que cette méthode a pour avantage, de par son principe même, d'avoir des effets positifs superposables à ceux éventuellement obtenus par d'autres actions.

III. UN MODELE DE PROPAGATION D'ONDES ACOUSTIQUES IONIQUES DANS UNE GAINE

La gravure sèche est généralement effectuée dans des plasmas créés par un champ électrique Radio-Fréquence. Une raison en est, par exemple, la possibilité de minimiser le contact des électrodes avec le plasma ainsi produit, ce qui est nécessaire compte tenu de l'agressivité chimique des milieux ionisés réactifs. A l'origine, la forme des enceintes et le mode d'excitation Radio-Fréquence étaient peu propices à une bonne homogénéité du traitement (inductance enroulée autour d'une enceinte cylindrique, ...). Actuellement les enceintes à électrodes planes et couplage capacitif prédominent largement, les systèmes concurrents (hyperfréquences, faisceaux d'ions) étant encore peu développés. Nous allons donc décrire rapidement une telle décharge Radio-Fréquence, puis rappeler le modèle classique de la description d'une gaine avant de nous intéresser à la propagation des ondes acoustiques dans une telle gaine.

III.1. CARACTERISTIQUES GENERALES DES PLASMAS RADIO-FREQUENCE

Le terme Radio-Fréquence (R.F.) concerne des fréquences, suffisamment élevées pour coupler l'énergie électrique au plasma par des effets inductifs ou capacitifs, suffisamment basses néanmoins pour que la longueur d'onde associée soit grande devant les dimensions caractéristiques du système. Quand cette dernière condition n'est pas satisfaite, on se trouve dans le domaine des Hyperfréquences, où les effets liés à la propagation des ondes sont à prendre en compte. En pratique, on peut définir les Radio-Fréquence comme étant comprises entre 500 kHz et 30 MHz. Néanmoins, compte tenu des puissances électriques mises en jeu (au moins 50 $kW.m^{-3}$), et afin de limiter les nuisances éventuellement apportées aux télécommunications, on opte, sauf cas particulier, pour les fréquences dites industrielles* sur lesquelles se regroupent toutes les activités génératrices de parasites électromagnétiques.

Ces valeurs conduisent à introduire une propriété importante de plasmas R.F. En effet, les densités ionique et électronique étant souvent de l'ordre de 10^{15} m^{-3}, la fréquence R.F. est intermédiaire entre la fréquence plasma ionique (de l'ordre du MHz) et la fréquence plasma électronique (quelques centaines de MHz). Il en résulte que les mouvements des ions peuvent être considérés, pour l'essentiel, comme indépendants des champs R.F. imposés.

Les plasmas R.F. sont faiblement ionisés et donc assez fortement collisionnels : pour les densités électroniques obtenues et pour des pressions de gaz neutres de l'ordre de 5 à 100 Pa, le taux d'ionisation est de 10^{-5} à 10^{-6}. La fréquence ν_{e-o} de collisions électron-neutre est, quant à elle, de l'ordre

---

* L'Union Internationale des Télécommunications a fixé les fréquences utilisables pour les Applications Industrielles, Scientifiques et Médicales (13,56 et 27,12 MHz en ce qui concerne les Radio-Fréquences).

du GHz et donc très nettement supérieure à la fréquence R.F. de travail $\frac{\omega_o}{2\pi}$. On peut en déduire que les électrons sont thermalisés en un temps petit devant la période du champ électrique excitateur. Nous admettrons donc que les électrons sont en permanence à l'équilibre thermodynamique dans le potentiel électrique auquel ils sont soumis.

Le libre parcours moyen électronique est au moins de l'ordre du millimètre, valeur nettement supérieure au dimensions caractéristiques des motifs à graver sur les substrats de silicium. La densité électronique, et donc le champ électrique local, sont donc peu perturbé par le voisinage immédiat du relief des substrats.

La température électronique T_e couramment observée varie, en fonction de la nature du gaz, entre 3 et 8 eV, pour atteindre dans certains cas 20 eV. La longueur de Debye est donc de quelques centaines de µm, soit une épaisseur de gaine électrostatique de l'ordre du millimètre. Cette dernière valeur est, à basse pression, inférieure ou égale au libre parcours moyen des espèces ioniques, et permet donc un bombardement ionique au travers de la gaine des électrodes et des substrats qui y sont éventuellement fixés (gravure ionique réactive).

La température ionique T_i, comme dans tout plasma fortement collisionnel a une valeur voisine de la température du gaz neutre, et est donc de l'ordre de 300 à 400 K.

La forte différence entre T_e et T_i peut s'expliquer simplement : en moyenne, pendant une demi-alternance du champ R.F., un électron subit $\frac{\pi \nu_{e-o}}{\omega_o}$ collisions élastiques et perd lors de chacune de ces collisions $2 \frac{m_e}{m}$ fois l'énergie acquise. A chaque demi-alternance, l'électron ne perd donc que la fraction $\frac{2\pi \nu_{e-o} m_e}{\omega_o m}$ de cette énergie, valeur négligeable. Pour un gaz neutre de CF_4, par exemple, cette fraction est inférieure à $\frac{1}{2000}$. Les électrons conservent donc la quasi-totalité de l'énergie fournie par le champ R.F., cette énergie étant finalement limitée, notamment par les collisions inélastiques.

Par contre les ions, peu soumis, ainsi que nous l'avons vu, à l'influence du champ R.F., sont fortement tributaires des collisions avec les neutres ce qui limite leur température.

III.2. STRUCTURE SPATIALE DU POTENTIEL ELECTRIQUE

Bien que le champ excitateur soit alternatif, le comportement du plasma n'est pas symétrique. Nous allons voir et justifier que, par analogie avec les décharges à courant continu, on donne encore aux électrodes les appellations de cathode et anode.

Cette dissymétrie, surprenante a priori, est due à des propriétés très dissemblables entre les deux principales espèces de particules du plasma (par exemple $T_e >> T_i$) ; mais elle a également pour origine le fait qu'une électrode (la cathode) est couplée (IV.5) au générateurR.F., par l'intermédiaire d'un adaptateur d'impédance comportant, entre autres, un condensateur en série. La cathode ne peut donc écouler de courant continu tandis que l'autre électrode, l'anode, est maintenue au potentiel de la masse.

Il est raisonnable de supposer que le potentiel du plasma, au voisinage des électrodes, est positif par rapport à celles-ci. En effet, ce potentiel doit confiner les électrons, malgré leur tendance à s'échapper du plasma de par leur grande agitation thermique. On peut donc considérer que tous les ions se présentant à l'entrée des gaines des électrodes, vont "tomber" dans le gradient de potentiel ainsi créé. Il en résulte que le flux d'ions, atteignant les *deux* électrodes, est approximativement le flux maximal (quelque soit la valeur de la chute de potentiel)

$$\Phi_i = \frac{1}{4} n \overline{w}_i$$

celui-ci est constant au cours d'un cycle, car les ions ne réagissent pas au champ R.F. :

$$\langle \Phi_i \rangle = \Phi_i$$

On doit donc avoir, en moyenne sur un cycle, égalité sur chacune des électrodes des flux d'ions et d'électrons venant du plasma.

En effet, la moyenne temporelle du courant du circuit alimentant la décharge, est nulle à cause du condensateur, et le plasma doit globalement conserver le même nombre de particules. On écrit donc :

$$\langle \Phi_e \rangle = \Phi_i$$

L'anode, qui est à la masse, va ainsi se placer au potentiel flottant par rapport au plasma :

$$\langle V_p \rangle = |V_f|$$

Par contre du côté de la cathode, le comportement est différent. Son potentiel V_c ne peut pas simplement s'écrire :

$$V_c = V_o \exp(i\omega_o t) \qquad (2.1)$$

où V_o est la tension crête du générateur R.F. ; on peut en effet voir que dans ce cas le flux d'électrons est beaucoup plus important que le flux d'ions.

Pendant le demi cycle inférieur, on a pratiquemment :

$$\Phi_{e_{inf}} \simeq 0 \qquad (2.2)$$

car dans cette partie

$$V_p - V_c > |V_f|$$

et la barrière de potentiel devient trop importante pour que les électrons puissent la franchir par simple agitation thermique.

Par contre, pendant une grande partie du demi cycle supérieur, on a :

$$V_p - V_c < 0 \qquad (2.3)$$

parce que généralement on est dans une situation où :

$$V_o >> V_p$$

De (2.3) résulte que tous les électrons, se présentant à l'entrée de la gaine, vont être entrainés sur la cathode par le gradient de potentiel. Soit :

$$\Phi_{e_{sup}} = \frac{1}{4} n \bar{w}_e \qquad (2.4)$$

(2.2) et (2.4) nous permettent de dire qu'en moyenne sur un cycle :

$$\left.\begin{aligned} &<\Phi_e> \simeq \frac{1}{2}\left(\frac{1}{4} n \bar{w}_e\right) \\ &\text{alors que nous avons vu que :} \\ &<\Phi_i> = \frac{1}{4} n \bar{w}_i \end{aligned}\right] \qquad (2.5)$$

Or, puisque $T_e >> T_i$ et $m_i >> m_e$

On a : $\bar{w}_e >> \bar{w}_i$ et donc $<\Phi_e> >> <\Phi_i>$

Ce qui entraine un déséquilibre du flux de charges collectées par la cathode. Mais comme celle-ci est alimentée à travers un condensateur, elle ne va pas écouler ces charges mais déplacer, pendant les tous premiers cycles, son potentiel moyen vers une valeur négative. (2.1) devient alors :

$$V_c = - V_{auto} + V_o \exp(i\omega_o t) \qquad (2.6)$$

où V_{auto} est ce qu'on appelle la tension d'autopolarisation de la cathode.

(2.6) permet, pour une valeur de V_{auto} convenablement choisie, de remplir la condition :

$$\langle \Phi_e \rangle = \langle \Phi_i \rangle$$

puisque l'on n'a plus alors

$$\Phi_e = \frac{1}{4} n \bar{w}_e$$

que pendant une petite partie du cycle total. Cette dernière remarque peut d'ailleurs nous permettre d'écrire l'approximation [17] :

$$V_{auto} \simeq V_o$$

L'effet de dissymétrie (2.5) dans le potentiel de gaine explique que l'on donne souvent aux plasmas R.F., par analogie avec une diode classique, le nom de décharge diode-radiofréquence [18].

En réalité, la description simplifiée ci-dessus doit être corrigée pour tenir compte d'un processus que l'on a, jusqu'ici ignoré : l'émission secondaire d'électrons dus au bombardement ionique sur les électrodes. En effet, l'ordre de grandeur de V_o est d'une centaine de Volts au moins, et en conséquence l'énergie des ions bombardant la cathode :

$$e(\langle V_p \rangle + V_{auto})$$

entraine une émission secondaire d'électrons, que le potentiel de gaine injecte dans le plasma. Ces électrons peuvent représenter jusqu'à 10 % de l'ionisation en volume [22]. L'émission secondaire sur l'anode est bien moins importante puisque la chute de potentiel n'est comparable qu'à $|V_f|$ qui ne dépasse pas 20 V.

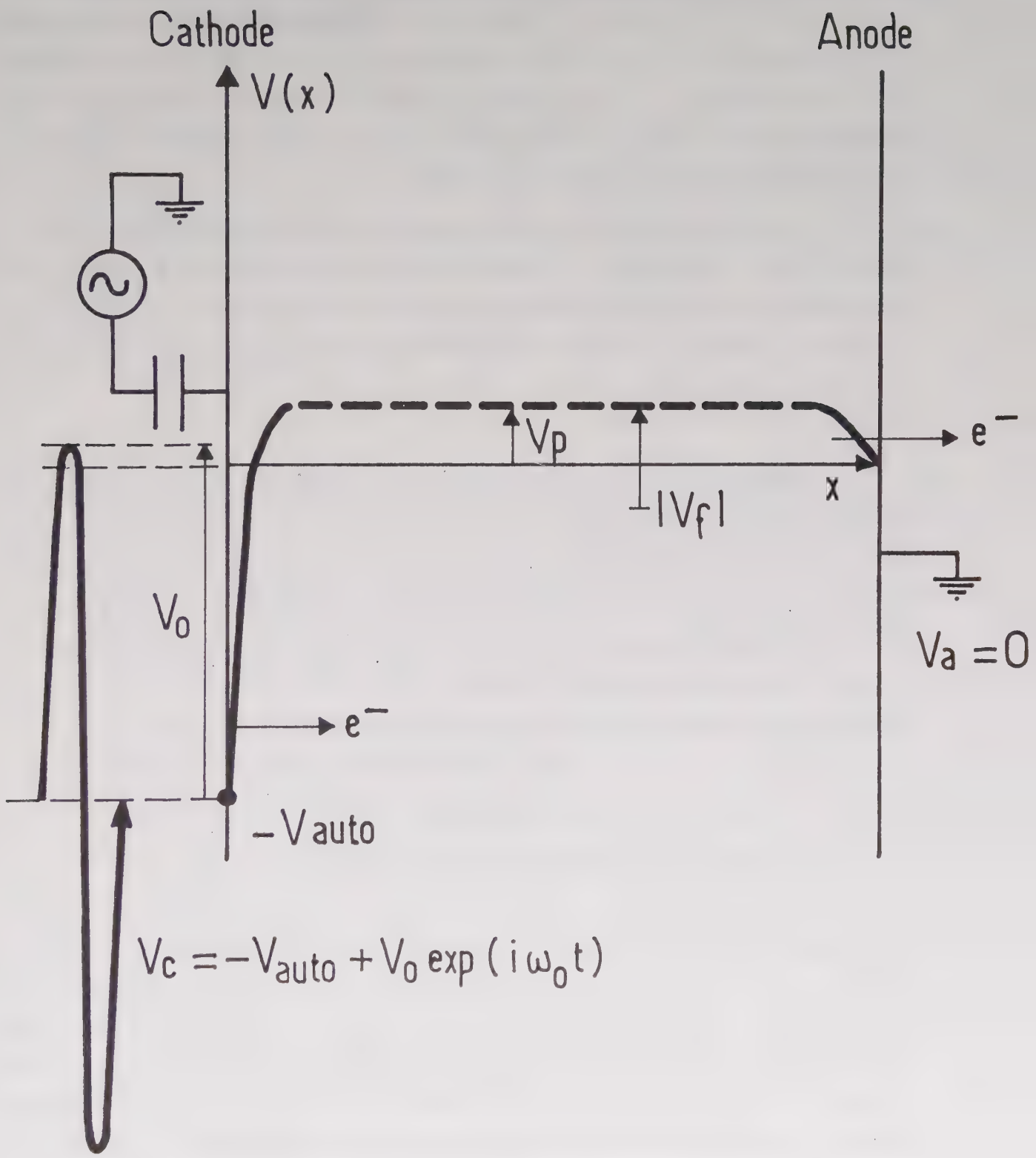


FIGURE 1 : Répartition de la composante continue du potentiel

Le plasma recevant dès charges négatives, son potentiel s'abaisse, si bien que l'anode n'est plus au potentiel flottant. Il en résulte sur cette électrode un flux électronique supérieur au flux ionique, et le plasma est en équilibre lorsque son potentiel est tel que l'anode écoule toutes les charges créées à la cathode par émission secondaire.

De tout ceci résulte qu'après quelques alternances du champ R.F., s'établit un régime moyen dans lequel la composante continue du potentiel prend une valeur non nulle et dissymétrique (figure 1) et que, globalement, circule un flux d'électrons de la cathode vers l'anode, ceci justifie bien les noms donnés aux électrodes.

Nous voyons de cette façon, si l'on considère les gaines comme non collisionnelles et les variations temporelles du potentiel comme trop rapides pour les ions, que la cathode et l'anode subissent un bombardement ionique d'énergies respectives eV_o et eV_p. Ces valeurs sont nettement différentes l'une de l'autre (une dizaine et une centaine de Volts). Cela confirme ainsi les hypothèses précédentes (II.2.2) concernant le rôle de la gaine dans la gravure ionique réactive. Les observations [20] mettent en effet clairement en évidence l'influence du choix de l'électrode comme support de substrats sur les performances de la gravure : la cathode a un taux de gravure plus élevé car son potentiel moyen est plus élevé.

On remarque enfin que l'énergie transversale des ions, uniquement due à l'agitation thermique, est voisine de 3.10^{-2} eV, alors que l'énergie normalement à l'anode est de l'ordre de 10 eV (100 eV sur la cathode). Ceci explique la très bonne anisotropie de la gravure sèche : le vecteur vitesse de chaque ion forme un angle petit avec la normale aux électrodes. Le bombardement ionique atteint ainsi le fond des tranchées à graver, épargnant les flancs.

III.3. RAPPELS SUR LA DESCRIPTION DES GRANDEURS MACROSCOPIQUES DANS UNE GAINE

Nous allons rappeler un modèle classique de gaine, modèle qui nous sera utile par la suite. En ce qui concerne les grandeurs électroniques, nous ne nous intéressons qu'à leurs valeurs moyennes dans le temps. Nous n'aurons ainsi que des grandeurs statiques définissant ce qu'on appelle "l'état d'équilibre", cette hypothèse restant valable tant que l'on ne s'intéresse qu'aux conséquences sur les ions et que :

$$\Omega_p < \omega_o$$

Dans le cadre d'un modèle simple, une hypothèse de type "paroi infinie" est raisonnable puisque le diamètre des électrodes est au moins une centaine de fois supérieur à une épaisseur de gaine. Une seule direction d'expace est alors suffisante, repérée par l'axe des x confondu avec la normale à la paroi, et orienté du plasma vers celle-ci.

L'état d'équilibre se caractérise alors par les grandeurs macroscopiques suivantes :

* un potentiel local $\varphi(x)$ mesuré par rapport au potentiel plasma ; on a donc $\varphi = 0$ dans le coeur du plasma et $\varphi = \varphi_p = - V_p$ sur la paroi .

* une température électronique T_e supposée uniforme dans tout le milieu .

* deux densités électronique et ionique, $n_e(x)$ et $n_i(x)$ avec $n_e = n_i = n$ dans le coeur du plasma.

Le comportement collectif des particules est calculable par les équations macroscopiques suivantes [6] :

* équilibre thermodynamique des électrons dans le potentiel (loi de Boltzmann) :

$$n_e(x) = n \exp\left(\frac{e\varphi(x)}{KT_e}\right) \qquad (3.1)$$

* conservation de l'énergie des ions :

$$v_i(x) = \sqrt{-\frac{2e\varphi(x)}{m_i}} \qquad (3.2)$$

* conservation de la masse pour les ions. On suppose qu'à partir d'un point x_g et au delà, on peut écrire :

$$n_i(x)v_i(x) = n_g v_g \qquad (3.3)$$

où $n_g = n_i(x_g)$ et $v_g = v_i(x_g)$, x_g étant un point situé à la lisière de la gaine et du plasma.

* équation de couplage entre les particules ; équation de Poisson :

$$\varphi''(x) = -\frac{e}{\varepsilon_o}\,(n_i(x) - n_e(x)) \qquad (3.4)$$

* on suppose (hypothèse de Bohm) qu'en x_g, et bien que le potentiel ne soit pas nul en ce point, le champ E est négligeable, et donc aussi la charge d'espace :

$$n_i(x_g) \simeq n_e(x_g) \qquad (3.5)$$

A l'aide de ces relations, on peut former une équation différentielle décrivant le potentiel.

En effet, grâce à (3.5), (3.1) peut se transformer en :

$$n_g = n \exp\left(\frac{e\varphi_g}{KT_e}\right) \qquad (\text{où } \varphi_g = \varphi(x_g))$$

ce qui permet avec (3.2) et (3.3) d'exprimer n_i en fonction de φ :

$$n_i(x) = n \exp\left(\frac{e\varphi_g}{KT_e}\right) \sqrt{\frac{\varphi_g}{\varphi(x)}}$$

En posant $G\left(\frac{x}{\lambda_D}\right) = -\frac{e\varphi(x)}{KT_e}$, l'équation de Poisson (3.4) s'écrit :

$$G'' = e^{-G_g}\sqrt{\frac{G_g}{G}} - e^{-G}$$

(d'où $\lambda_D^2 = \frac{\varepsilon_o KT_e}{ne^2}$ est la longueur de Debye *dans le coeur du plasma*)

expression qui peut se ramener à une équation différentielle d'ordre un en multipliant par G' et en intégrant de x_g à x :

$$G' = [G_g'^2 + 4e^{-G_g}\sqrt{G_g}(\sqrt{G} - \sqrt{G_g}) + 2e^{-G} - 2e^{-G_g}]^{\frac{1}{2}} \qquad (3.6)$$

Mais l'hypothèse de Bohm, précédemment vue, s'exprime ici par $G_g' \simeq 0$; d'autre part le second membre de (3.6) doit être positif, ce qu'on peut aisément montrer équivalent à :

$$G_g \geq \frac{1}{2}$$

En prenant la valeur limite, soit $G_g = \frac{1}{2}$, correspondant aux grandeurs physiques :

$$\varphi_g = -\frac{KT_e}{2e}, \quad n_g = n\,e^{-\frac{1}{2}}, \quad v_g = \sqrt{\frac{KT_e}{m_i}}$$

(3.6) devient :

$$G' = e^{-\frac{1}{4}}[2(\sqrt{2G} + e^{\frac{1}{2}-G} - 2)]^{\frac{1}{2}} \qquad (3.7)$$

Cette équation s'intègre numériquement par la méthode d'Euler (appendice A.1), en prenant comme condition aux limites la valeur de G sur la paroi $G_p = \frac{eV_p}{KT_e}$, et en progressant vers les valeurs décroissantes de l'abcisse (si l'on part de $G = G_g$, (3.7) donne une solution stationnaire $G \equiv G_g = \frac{1}{2}$ qui a un sens physique, mais ne nous intéresse pas ici).

L'intégration de (3.7) effectuée, on en déduit les valeurs de grandeurs physiques intéressantes grâce aux relations précédemment écrites :

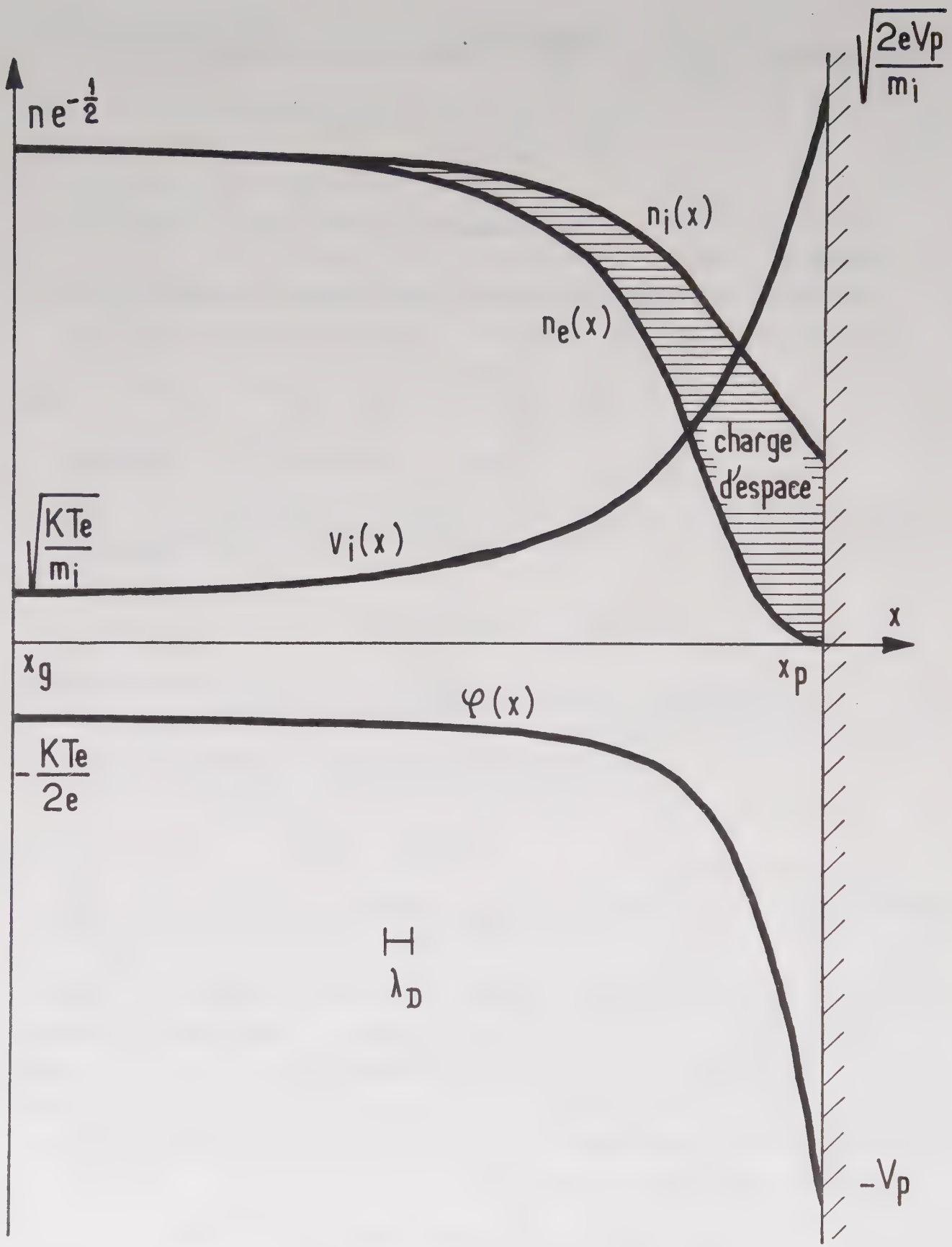


FIGURE 2 : Description de la gaine

$$\varphi_{(x)} = - \frac{KT_e}{e} G\left(\frac{x}{\lambda_D}\right)$$

$$n_e(x) = n \exp (- G)$$

$$n_i(x) = n\, e^{-\frac{1}{2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2G}}$$

ainsi que d'autres grandeurs qui nous seront utiles par la suite :

$$n_i' = - n\, e^{-\frac{1}{2}} (2G)^{-3/2} \frac{G'}{\lambda_D}$$

$$v_i = \sqrt{\frac{KT_e}{m_i}} \cdot \sqrt{2G}$$

$$v_i' = \sqrt{\frac{KT_e}{m_i}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2G}} \cdot \frac{G'}{\lambda_D}$$

On peut noter qu'étant donnée la forme de (3.7), son intégrale $G\left(\frac{x}{\lambda_D}\right)$ est universelle, puisque les caractéristiques du plasma n'interviennent que dans λ_D. Quant à la condition $G_g \geq \frac{1}{2}$, elle est surtout rendue nécessaire par le fait que la condition (3.3) décrit trop sommairement le comportement des ions, en particulier du côté du plasma où la vitesse ionique tend à s'annuler, alors que la densité reste finie.

Les résultats de ce calcul sont présentés sur la figure 2.

III.4. PROPAGATION DES ONDES ACOUSTIQUES IONIQUES

Les ondes acoustiques ioniques sont des ondes longitudinales de faible vitesse de phase (de l'ordre de 10^{-5} fois la vitesse de la lumière). Pour ces raisons, le rayonnement électromagnétique n'y joue aucun rôle et il n'y a pas de champ magnétique à considérer. Nous envisagerons donc ces ondes comme des perturbations électrostatiques, mettant à contribution les deux espèces du plasma, et nous verrons que cela limite leur existence aux fréquences inférieures à la fréquence plasma ionique. Nous supposerons, comme cela est usuel, que l'onde apporte une perturbation faible, condition nécessaire à l'application d'une technique de linéarisation. Cette perturbation doit être superposée à l'état d'équilibre défini en III.3, pour caractériser ainsi les ondes acoustiques créées dans le plasma et qui se propagent vers une paroi, au travers de la gaine située en avant de celle-ci. Nous supposerons que la paroi est parfaitement absorbante vis à vis du flux d'ions, c'est-à-dire que les ions s'adsorbent et réagissent chimiquement, ou au moins se neutralisent, avant d'être désorbés. Dans de telles conditions, l'onde ne se réfléchit pas sur la paroi, et seule sera envisagée une onde progressive. Nous négligerons enfin la recombinaison et l'ionisation en volume dans la gaine ou, plus précisément, nous supposerons que ces deux termes se compensent exactement.

Mais cette fois, le mouvement des ions devra être caractérisé par une équation de conservation de la quantité de mouvement, et non par une équation intégrale, telle que (3.2) qui est moins complète.

Il s'ensuit que les équations initiales (projetées sur l'axe des x) s'écrivent :

a) pour les électrons

* équilibre thermodynamique

$$n_e = n \exp\left(\frac{e\varphi}{KT_e}\right) \qquad (4.1)$$

b) pour les ions

* conservation de la masse

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + (n_i v_i)' = 0 \qquad (4.2)$$

* conservation de la quantité de mouvement, avec, comme forces appliquées :

- le champ électrique
- le gradient de pression des ions
- un terme de collisions ion-neutre mis sous la forme d'une "force de frottement" (avec une fréquence de collisions ν_c).

$$n_i m_i \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i v_i'\right) = e n_i E - (n_i K T_i)' - n_i m_i \nu_c v_i \qquad (4.3)$$

c) équation de Poisson

$$E' = \frac{e}{\varepsilon_o}(n_i - n_e) \qquad (4.4)$$

avec

$$E = -\varphi' \qquad (4.5)$$

Nous avons donc affaire à un système de cinq équations aux dérivées partielles ; pour résoudre ce système, nous allons linéariser les équations en posant pour les variables :

$$A(x,t) = A^o(x) + A^1(x)e^{i\omega t}$$

où A représente l'une quelconque des grandeurs n_i, n_e, φ, E ou v_i, l'indice (o) la grandeur dans l'état d'équilibre et l'indice (1) la faible perturbation de cette grandeur due à l'onde. ω est la pulsation de l'onde, supposée monochromatique.

En négligeant les termes du deuxième ordre, chacune des cinq équations ci-dessus prend la forme générale :

$$\mathcal{P} + \mathcal{Q} e^{i\omega t} = 0$$

où $\mathcal{P}$ et $\mathcal{Q}$ ne dépendent que de x.
Il en résulte que $\mathcal{P} = \mathcal{Q} = 0$ avec :

a) $\mathcal{P} = 0$, qui décrit l'état d'équilibre du paragraphe III.3, mais avec alors plus de difficultés de calcul.

b) $\mathcal{Q} = 0$, qui contient des grandeurs d'ordre (0) et (1), et qui permet d'évaluer ces dernières puisque l'état d'équilibre est connu.

Les relations $\mathcal{Q} = 0$ s'expriment ainsi :

* Pour les électrons, (4.1) devient :

$$n_e^o + n_e^1 \exp(i\omega t) = n \exp\left(\frac{e\varphi^o}{KT_e}\right)\exp\left(\frac{e\varphi^1 \exp(i\omega t)}{KT_e}\right)$$

Comme $\frac{e\varphi^o}{KT_e}$ est au plus de l'ordre de grandeur de dix, $\frac{e\varphi^1}{KT_e} << 1$ et l'on peut développer la deuxième exponentielle à l'ordre 1. Compte tenu de $n.e^{e\varphi^o/KT_e} = n_e^o$, on aboutit à :

$$n_e^1 = n_e^o \frac{e\varphi^1}{KT_e} \qquad (4.6)$$

* Pour l'équation (4.2), il vient :

$$(i\omega+v_i'^o)n_i^1 + n_i'^1 v_i^o + n_i^o v_i'^1 + n_i'^o v_i^1 = 0$$

Pour l'équation (4.3), $\mathcal{Q} = 0$ donne :

$$n_i^o m_i\left[(i\omega+\nu_c+v_i'^o)v_i^1+v_i^o v_i'^1\right] = en_i^o E^1 + n_i^1\left(eE^o-m_i\nu_c v_i^o-m_i v_i^o v_i'^o\right)-n_i'^1 KT_i$$

mais comme dans ce cas, la relation $\mathcal{P} = 0$ s'écrit :

$$eE^o - m_i\nu_c v_i^o - m_i v_i^o v_i'^o = \frac{n_i'^o}{n_i^o} KT_i$$

(4.3) prend la forme :

$$n_i^o m_i \left[(i\omega+\nu_c+v_i'^o)v_i^1+v_i^o v_i'^1 \right] = en_i^o E^1 + \left(\frac{n_i^1}{n_i^o} n_i'^o - n_i'^1\right)KT_i$$

* Enfin les équations (4.4) et (4.5) donnent :

$$E'^1 = \frac{e}{\varepsilon_o}(n_i^1 - n_e^1) \qquad (4.7)$$

$$E^1 = - \varphi'^1$$

Après avoir reporté (4.6) dans (4.7) et fait apparaître les dérivées des grandeurs d'ordre (1), ces relations peuvent se mettre sous la forme d'un système différentiel linéaire :

$$v_i'^1 = - \frac{n_i^o v_i^o m_i (i\omega+\nu_c+v_i'^o) - n_i'^o KT_i}{n_i^o (m_i v_i^{o2} - KT_i)} v_i^1 + \frac{ev_i^o}{m_i v_i^{o2} - KT_i} E^1 +$$

$$+ KT_i \frac{n_i'^o v_i^o + (i\omega+v_i'^o) n_i^o}{n_i^{o2}(m_i v_i^{o2} - KT_i)} n_i^1$$

$$E'^1 = - \frac{n_e^o e^2}{\varepsilon_o KT_e} \varphi^1 + \frac{e}{\varepsilon_o} n_i^1$$

$$\varphi'^1 = - E^1$$

$$n_i'^1 = \frac{m_i [n_i^o (i\omega+\nu_c+v_i'^o) - n_i'^o v_i^o]}{m_i v_i^{o2} - KT_i} v_i^1 - \frac{en_i^o}{m_i v_i^{o2} - KT_i} E^1 +$$

$$- \frac{n_i^o m_i v_i^o (i\omega+v_i'^o) + n_i'^o KT_i}{n_i^o (m_i v_i^{o2} - KT_i)} n_i^1$$

Mais on remarque que l'énergie thermique KT_i dans le système ci-dessus est comparée avec des grandeurs d'ordre (0) ; or, d'après ce qui a été vu au paragraphe précédent, l'énergie des ions "à l'équilibre" est au moins égale à $\frac{KT_e}{2}$. Comme le rapport $\frac{T_e}{T_i}$ a une valeur minimum de 100, il en résulte que l'on

peut raisonnablement faire l'hypothèse "ions froids", c'est-à-dire considérer que $T_i = 0$. L'écriture du système se simplifie alors notablement :

$$
(S)\qquad
\begin{cases}
v_i'^{1} = -\dfrac{i\omega+\nu_c+v_i'^{o}}{v_i^o}\, v_i^1 + \dfrac{e}{m_i v_i^o}\, E^1 \\[2ex]
E'^{1} = -\dfrac{n_e^o}{n}\dfrac{1}{\lambda_D^2}\,\varphi^1 + \dfrac{e}{\varepsilon_o}\, n_i^1 \\[2ex]
\varphi'^{1} = -E^1 \\[2ex]
n_i'^{1} = \dfrac{1}{v_i^o}\left[n_i^o\left(\dfrac{i\omega+\nu_c+v_i'^{o}}{v_i^o}\right) - n_i'^{o}\right] v_i^1 - \dfrac{e n_i^o}{m_i v_i^{o2}}\, E^1 - \dfrac{i\omega+v_i'^{o}}{v_i^o}\, n_i^1
\end{cases}
$$

Les coefficients de ce système sont soit des données (m_i, T_e,...), soit les grandeurs d'ordre (0). Mais ces dernières ne sont ni constantes, ni connues analytiquement. Il faudra donc intégrer le système numériquement pour, enfin, connaître les grandeurs d'ordre (1). Pour cela nous devons exprimer des conditions aux limites ; comme l'onde est créée dans le plasma, c'est à la lisière de la gaine côté plasma que nous devons exprimer ces conditions. Nous allons dans ce but résoudre le système (S) à l'entrée de la gaine ($x = x_g$) en considérant qu'en ce point :

- $n_i^o = n_e^o = n^o$
- les dérivées spatiales des grandeurs d'ordre (0) sont nulles (on a posé $\varphi_g' = 0$) ce qui entraîne $A'^{o}(x_g) = 0$ (mais $v_i^o \neq 0$).
- pour la même raison, on peut considérer le milieu comme localement homogène, ce qui permet de poser : $A^1(x) = \mathcal{A}\, e^{ikx}$, pour x voisin de x_g

soit :
$$
\begin{aligned}
v_i^1 &= \mathcal{V}\, e^{ikx} \\
E^1 &= \mathcal{E}\, e^{ikx} \\
\varphi^1 &= \Phi\, e^{ikx} \\
n_i^1 &= \mathcal{N}\, e^{ikx}
\end{aligned}
$$

En portant ces valeurs dans le système (S), celui-ci devient :

$$(S')\qquad \begin{aligned} (ikv_i^o + i\omega + \nu_c)\mathcal{V} - \frac{e}{m_i}\mathcal{E} &= 0 \\ ik\,\mathcal{E} + \frac{n^o}{n}\frac{1}{\lambda_D^2}\Phi - \frac{e}{\varepsilon_o}\mathcal{N} &= 0 \\ \mathcal{E} + ik\,\Phi &= 0 \\ -\frac{n^o}{v_i^o}(i\omega+\nu_c)\mathcal{V} + \frac{en^o}{m_o v_i^o}\mathcal{E} + (ikv_i^o + i\omega)\mathcal{N} &= 0 \end{aligned}$$

Pour que ce système de Cramer admette une solution autre que la solution banale : $\mathcal{V} = 0$, $\mathcal{E} = 0$, $\Phi = 0$, $\mathcal{N} = 0$, il faut que son déterminant soit nul.

Après calcul, on arrive ainsi à une équation de dispersion définissant $k(\omega)$ sous la forme d'une équation algébrique du quatrième degré :

$$v_i^o k^4 + (2\omega - i\nu_c)v_i^o k^3 + \left[\omega^2 - i\omega\nu_c + \frac{n^o}{n}\left(\frac{v_i^{o\,2}}{\lambda_D^2} - \Omega_p^2\right)\right]k^2 + (2\omega - i\nu_c)\frac{n^o}{n}\frac{v_i^o}{\lambda_D^2}.k + \frac{n^o}{n}\frac{\omega^2 - i\omega\nu_c}{\lambda_D^2} = 0 \qquad (4.10)$$

où $\lambda_D^2 = \dfrac{\varepsilon_o KT_e}{ne^2}$ et $\Omega_p^2 = \dfrac{ne^2}{m_i\varepsilon_o}$ sont respectivement la longueur de Debye et la pulsation plasma ionique dans le *coeur du plasma*. Nous remarquons que les nombres imaginaires ne sont introduits que par la présence de la fréquence de collisions ion-neutre, ν_c, qui ne représente qu'un élément correctif et dont le but est surtout d'éviter que d'éventuelles résonances deviennent mathématiquement infinies {cf. (4.11)}. Nous verrons plus loin que ν_c aidera à sélectionner la solution de (4.10) ayant un sens physique.

Cas particulier

Plaçons-nous dans le coeur du plasma. Cela revient à poser dans l'équation de dispersion : $v_i^o = 0$, $n^o = n$, qui se résout alors immédiatement et donne un nombre d'onde que nous appellerons k_c :

$$k_c = -\sqrt{\frac{m_i}{KT_e}}\sqrt{\frac{1}{\frac{1}{\omega^2 - i\omega\nu_c} - \frac{1}{\Omega_p^2}}} \qquad (4.11)$$

Ce résultat est connu [1], [6], [14] : on peut en effet mettre (4.11) sous la forme équivalente :

$$\frac{\omega}{k_c} = -\sqrt{\frac{KT_e}{m_i}}\sqrt{\frac{1}{1 - \frac{i\nu_c}{\omega}} - \left(\frac{\omega}{\Omega_p}\right)^2} \qquad (4.12)$$

qui, lorsque $\nu_c \ll \omega \ll \Omega_p$, montre que la vitesse de phase des ondes acoustiques ioniques est : $\sqrt{\frac{KT_e}{m_i}}$.

On constate également que, dans cette situation, la partie imaginaire de k_c est seulement due à ν_c. En faisant un développement limité dans le cas $\nu_c \ll \omega$, on vérifie aisément que cette partie imaginaire est positive, et qu'il y a donc bien un amortissement de l'onde. Le calcul de k_c est une bonne vérification de ce qui précède puisqu'il redonne asymptotiquement un résultat classique.

Plaçons-nous maintenant à l'entrée de la gaine. On a alors :

$$-n^o = n_g \quad \text{soit} \quad \frac{n^o}{n} = e^{-\frac{1}{2}}$$

$$-v_i^o = v_g = \sqrt{\frac{KT_e}{m_i}}$$

Le terme en k^2 de (4.10) se simplifie légèrement car $\frac{v_g^2}{\lambda_D^2} - \Omega_p^2 = 0$ d'après la valeur de v_g.

La résolution de l'équation de dispersion est obtenue suivant la méthode décrite dans l'appendice A.3, et donne naturellement quatre valeurs complexes de k. La sélection s'effectue alors selon les critères suivants :

- partie imaginaire positive (c'est-à-dire amortissement dû aux collisions) qui doit être nulle pour $\nu_c = 0$.
- partie réelle négative (propagation vers les $x > 0$).
- partie réelle de k inférieure (en valeur absolue) à celle de k_c.

Ce dernier critère mérite attention. Ce qui différencie essentiellement l'entrée de la gaine du coeur du plasma, est la présence d'un flux d'ions de vitesse v_g. On peut donc estimer que dans un référentiel lié à ce mouvement d'ensemble des ions, le comportement de l'onde est le même que dans le coeur du plasma et que donc la longueur d'onde est donnée par $\frac{2\pi}{k_c}$. Il faut pour cela négliger les collisions contre les neutres, qui, eux, ne sont pas animés de la vitesse v_g. Or un phénomène, de longueur d'onde donnée dans un référentiel en déplacement dans le même sens que l'onde, a, vis à vis du référentiel statique, une longueur d'onde apparente supérieure. On a donc bien, toutes choses égales par ailleurs : $|\mathcal{R}e(k)| < |\mathcal{R}e(k_c)|$.

Après avoir choisi la solution physique de l'équation de dispersion, on a alors $dét(S') = 0$, et on peut donc résoudre (S') en calculant trois des variables par rapport à la quatrième. Choisissons l'amplitude $\mathcal{V}$ de la vitesse comme variable arbitraire. En posant $A^1(x,t) = A^1(x)e^{i\omega t}$, on obtient (à une phase ikx_g près) les conditions aux limites en $x = x_g$:

$$
(S'') \qquad
\begin{aligned}
v_i^1(x_g,t) &= \mathcal{V}\, e^{i\omega t} \\
E^1(x_g,t) &= \frac{m_i}{e}(i\,kv_i^o + i\omega + \nu_c)v_i^1(x_g,t) \\
\varphi^1(x_g,t) &= \frac{i}{k}\,E^1(x_g,t) \\
n_i^1(x_g,t) &= \frac{i\varepsilon_o}{ke}\left(k^2 + \frac{n^o}{n}\,\frac{1}{\lambda_D^2}\right)E^1(x_g,t)
\end{aligned}
$$

A l'aide des relations (S"), nous pouvons alors intégrer le système (S) par la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 (cf. appendice A.2). Il suffit dans ce but de choisir une amplitude $\mathcal{V}$ pour l'onde longitudinale, et un temps t, dans (S"). Il ne reste alors dans ce système que des grandeurs (ou paramètres) physiques.

Le processus physique intéressant est le comportement de l'onde au niveau de la paroi. Or l'intégration du système (S) permet de calculer $v_i^1(x_p,t)$. On peut donc observer le comportement amplificateur de la gaine sur la perturbation de vitesse des ions, en calculant :

$$\frac{v_i^1(x_p,t)}{v_i^1(x_g,t)}$$

Mais pour ne pas avoir à tenir compte du déphasage de l'onde entre x_g et x_p, on calcule plutôt :

$$R = \frac{|v_i^1(x_p)|}{|v_i^1(x_g)|}$$

Ce rapport sans dimension ne dépend plus que de ω (explicitement et au travers de k), et des données physiques (T_e,...). Ainsi en faisant varier ω, nous pouvons tracer la fonction $R(\omega)$, spectre de transmission de l'onde dans la gaine.

III.5. INFLUENCE DES IONS NEGATIFS

Le fluor et le chlore présents dans les gaz utilisés en gravure sont des composants très électronégatifs. Il est donc naturel de penser que les électrons libres du plasma peuvent, par attachement, créer des ions négatifs. Dans un tel cas, ceux-ci sont confinés par la répartition de potentiel au coeur du plasma, plus fortement que les électrons car de température plus faible ; ils ne sauraient donc participer directement à la gravure. Mais on peut s'interroger sur l'influence qu'ils pourraient avoir sur la propagation des ondes acoustiques ioniques.

Considérons donc un plasma peuplé de trois espèces, les électrons, les ions positifs et les ions négatifs. La neutralité du plasma nous impose, pour les densités :

$$n_+ = n_- + n_e$$

Soit en posant $s = \frac{n_-}{n_+}$

la relation $s < 1$

En effectuant maintenant un calcul de linéarisation analogue à celui qui nous a donné la relation (4.11), mais en négligeant cette fois les collisions, on trouve un nombre d'onde pour les ondes acoustiques :

$$k_\pm = -\sqrt{\frac{m_i}{KT_e}} \sqrt{\frac{1 - s}{\frac{1+s}{\omega^2} - \frac{1}{\Omega_+^2}}} \qquad (5.1)$$

$\left(\text{où } \Omega_+^2 = \frac{n_+ e^2}{\varepsilon_o m_i}\right)$.

On voit que dans le cas où $\omega << \Omega_+$, la vitesse de phase des ondes acoustiques en présence d'ions négatifs devient :

$$u = \sqrt{\frac{KT_e}{m_i}} \sqrt{\frac{1 + s}{1 - s}} \qquad (5.2)$$

Or, comme nous l'avons vu en III.1, le champ excitateur R.F. agit très peu sur les ions (à cause de leur masse, donc quel que soit leur signe) et la population électronique doit donc être importante pour que le plasma soit créé et entretenu.

Il en résulte que : $s << 1$.

La vitesse de phase peut alors s'écrire :

$$u \simeq (1 + s) \sqrt{\frac{KT_e}{m_i}} \qquad (5.3)$$

On s'aperçoit qu'elle ne dépend pas de façon critique du taux d'ions négatifs. D'ailleurs, même si l'on prend la valeur exacte (5.2), u reste du même ordre de grandeur tant que $s < 80\ \%$.

Or des mesures récentes [11] ont montré que l'on avait dans un plasma de CF_4 :

$$s(F^-/F^+) \simeq 1,8\ \%$$

$$s(CF_3^-/CF_3^+) \simeq 2,4\ \%$$

Le fait de ne pas prendre en compte les ions négatifs, dans cette étude, est donc justifié.

III.6. RESULTATS THEORIQUES

Nous allons étudier les valeurs prises par le vecteur d'onde, et l'amplitude de l'onde elle-même, dans le plasma. Pour des raisons pratiques, nous vérifierons expérimentalement ce modèle dans la gaine anodique. Nous allons donc prendre cette configuration comme exemple, mais tout ce qui suit pourrait aisément se reporter au cas de la gaine cathodique, en remplaçant V_p par la valeur de la chute de potentiel sur la cathode.

Pour simplifier la présentation, nous supposons que certaines grandeurs caractéristiques du plasma, à la lisière de la gaine, sont fixées comme suit :

- $T_e = 50000$ [K]
- ions F^+ ; masse molaire 19 [g]
- $n = 10^{16}$ [m^{-3}]

Ces conditions seront dites "de référence", parce qu'elles correspondent en fait à des valeurs moyennes rencontrées dans les plasmas R.F..

III.6.1. PROPAGATION DANS LE PLASMA

Dans le coeur du plasma, le vecteur d'onde k_c est défini par (4.11). Les figures 3 et 4 ci-contre, représentent les parties réelles et imaginaires de k_c en fonction de la fréquence de perturbation, pour deux valeurs extrêmes de la fréquence de collisions ν_c : zéro et 1 MHz.

L'allure générale de ces solutions pouvait d'ailleurs être prévue compte tenu de la relation (4.11). On observe sur chaque courbe que si $\nu_c = 0$, il existe une asymptote verticale

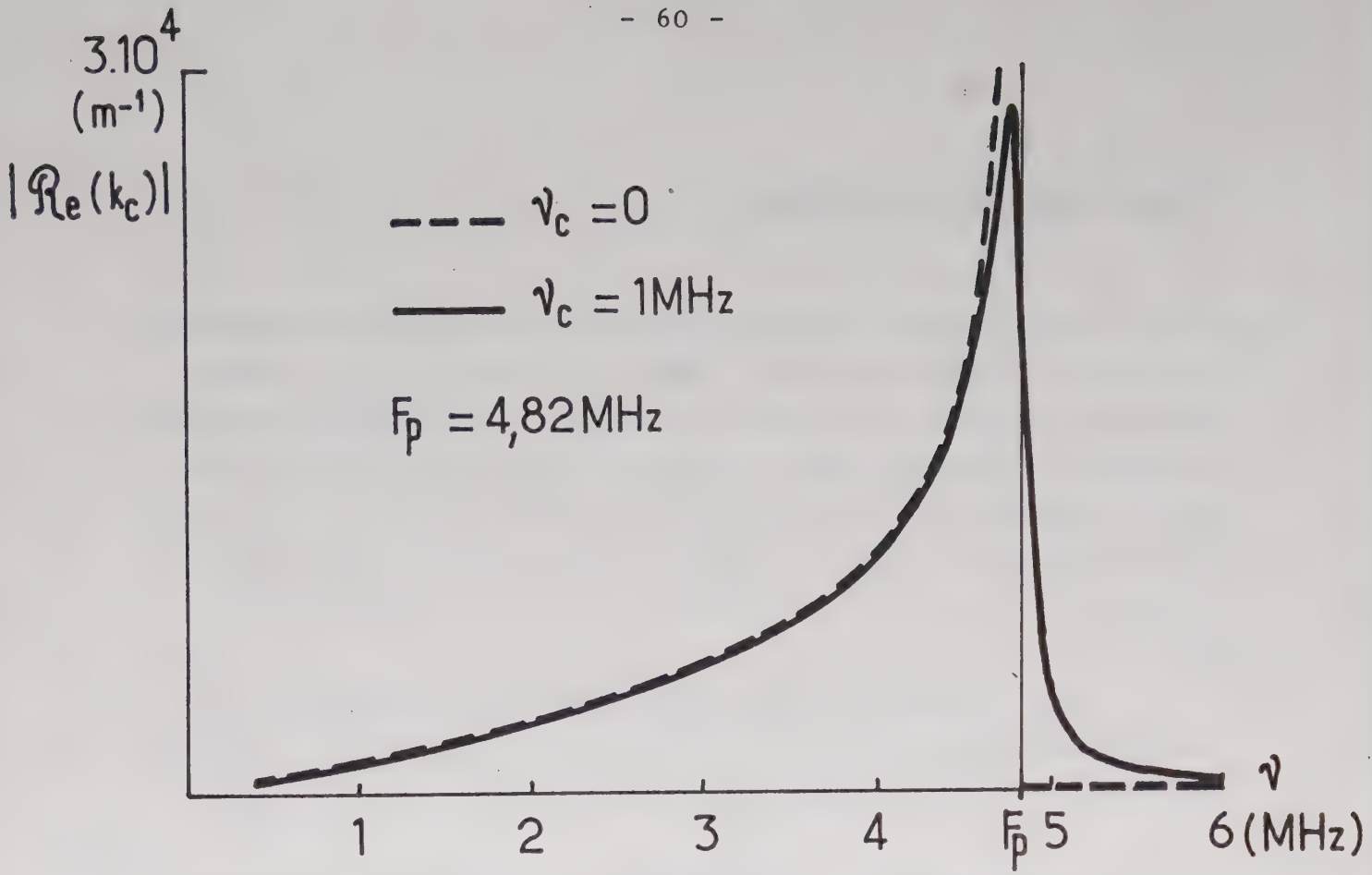


FIGURE 3 : Courbes de dispersion dans le plasma (partie réelle).

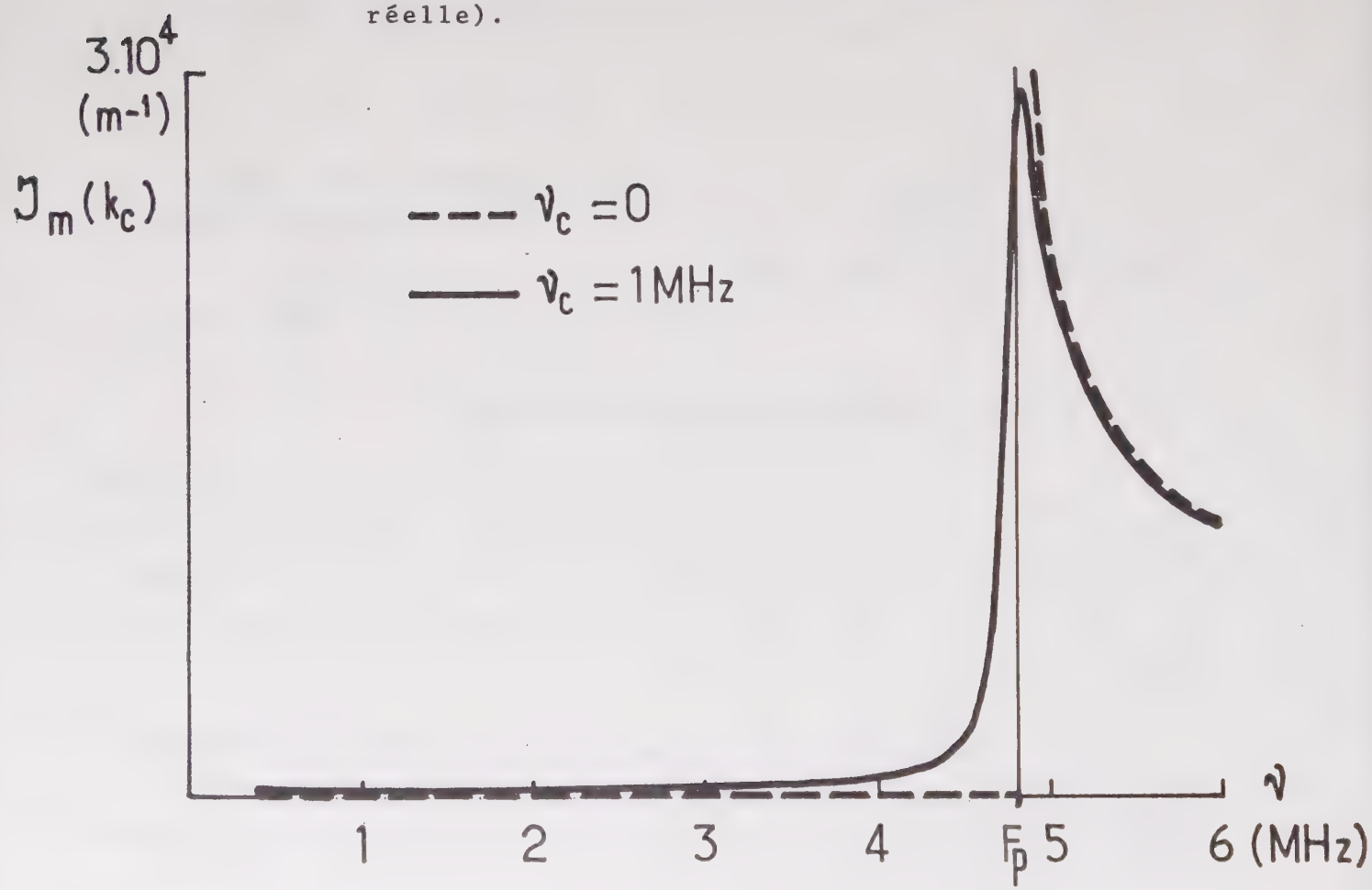


FIGURE 4 : Courbes de dispersion dans le plasma (partie imaginaire).

à la fréquence plasma ionique ; ceci correspondant à une coupure et une vitesse de groupe $\frac{\partial \omega}{\partial k_c}$ nulle. Comme, pour $\nu > F_p$, la longueur d'onde est infinie - $\mathcal{R}e(k_c) = 0$ - et la distance d'amortissement très petite, on en déduit que les ondes acoustiques ioniques ne se propagent qu'aux fréquences inférieures à la fréquence plasma ionique.

Du côté des basses fréquences, tandis que la partie imaginaire est nulle, la partie réelle de k_c tend asymptotiquement vers la droite de pente $\sqrt{\frac{m_i}{KT_e}}$, résultat connu ; les vitesses de phase et de groupe se rejoignent, et par conséquent pour ces fréquences (globalement inférieures à 3 MHz dans notre exemple) le milieu est non dispersif.

Quand on passe de $\nu_c = 0$ à $\nu_c = 1$ MHz, on constate que les modifications apportées à k_c sont faibles, sauf au voisinage de F_p où k_c prend des valeurs finies. Le résultat le plus marquant est que, compte tenu de l'échelle verticale utilisée sur le graphe $\mathcal{I}m(k)$, l'amortissement commence pour des valeurs notablement inférieures à F_p. Par exemple, pour une fréquence de 4 MHz, l'amplitude de la perturbation est, après une propagation de 10 mm, réduite à 3.10^{-3} fois sa valeur initiale. Etant donnée la valeur élevée de la fréquence de collisions que nous avions choisie, cela est normal.

Retenons que, lorsque les collisions sont prises en compte, la propagation n'a lieu qu'à des fréquences nettement inférieures à la fréquence plasma ionique.

III.6.2. PROPAGATION A LA LISIERE DE LA GAINE

Le nombre d'onde à l'entrée de la gaine est donné par l'équation de dispersion (4.10).

Lorsqu'on résout ce polynôme en k^4, on constate que les trois critères de sélection indiqués au paragraphe III.4, sont tous utiles. Les deux premiers servent à éliminer deux des ra-

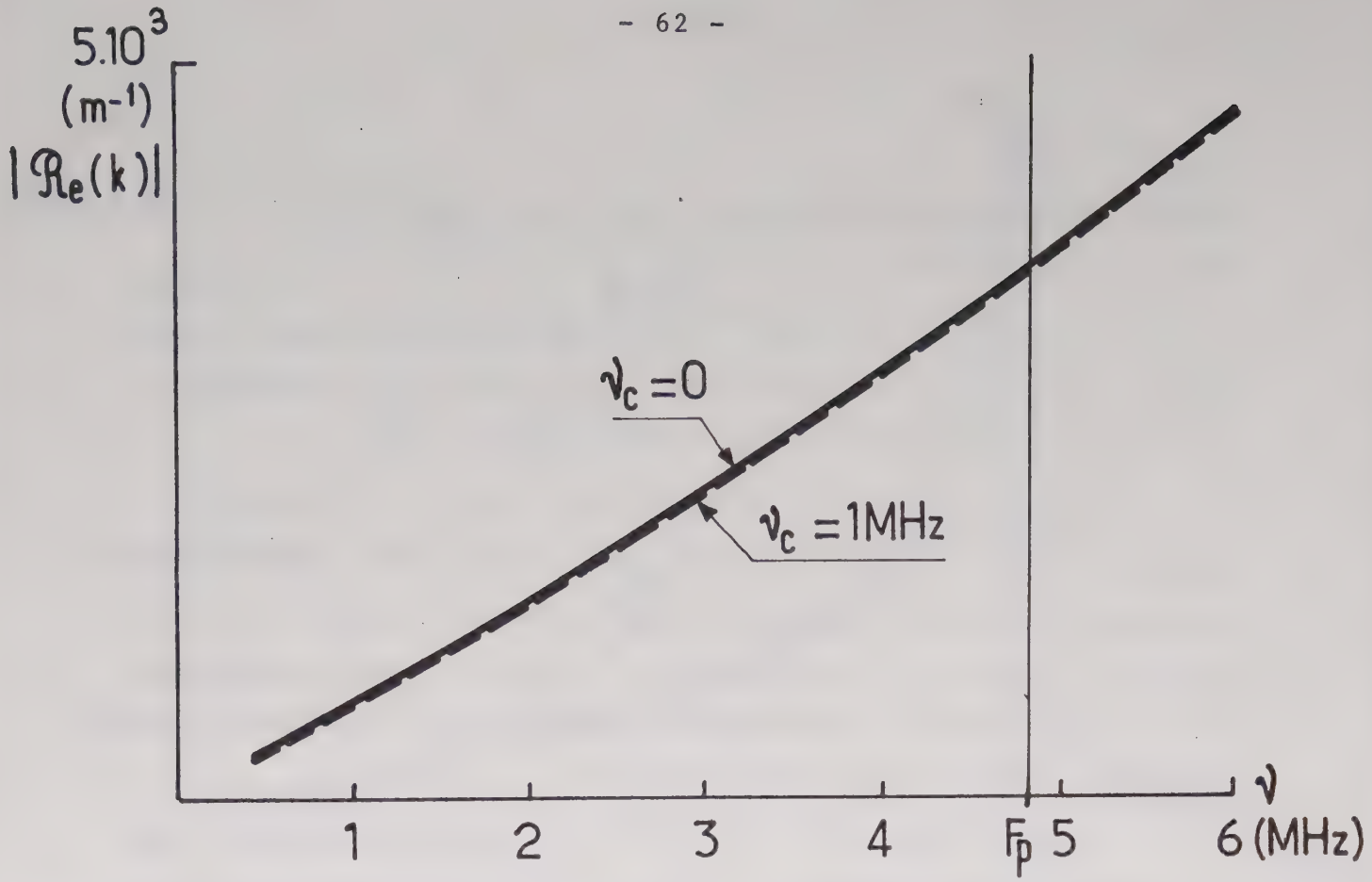


FIGURE 5 : Courbes de dispersion à la lisière de la gaine (partie réelle).

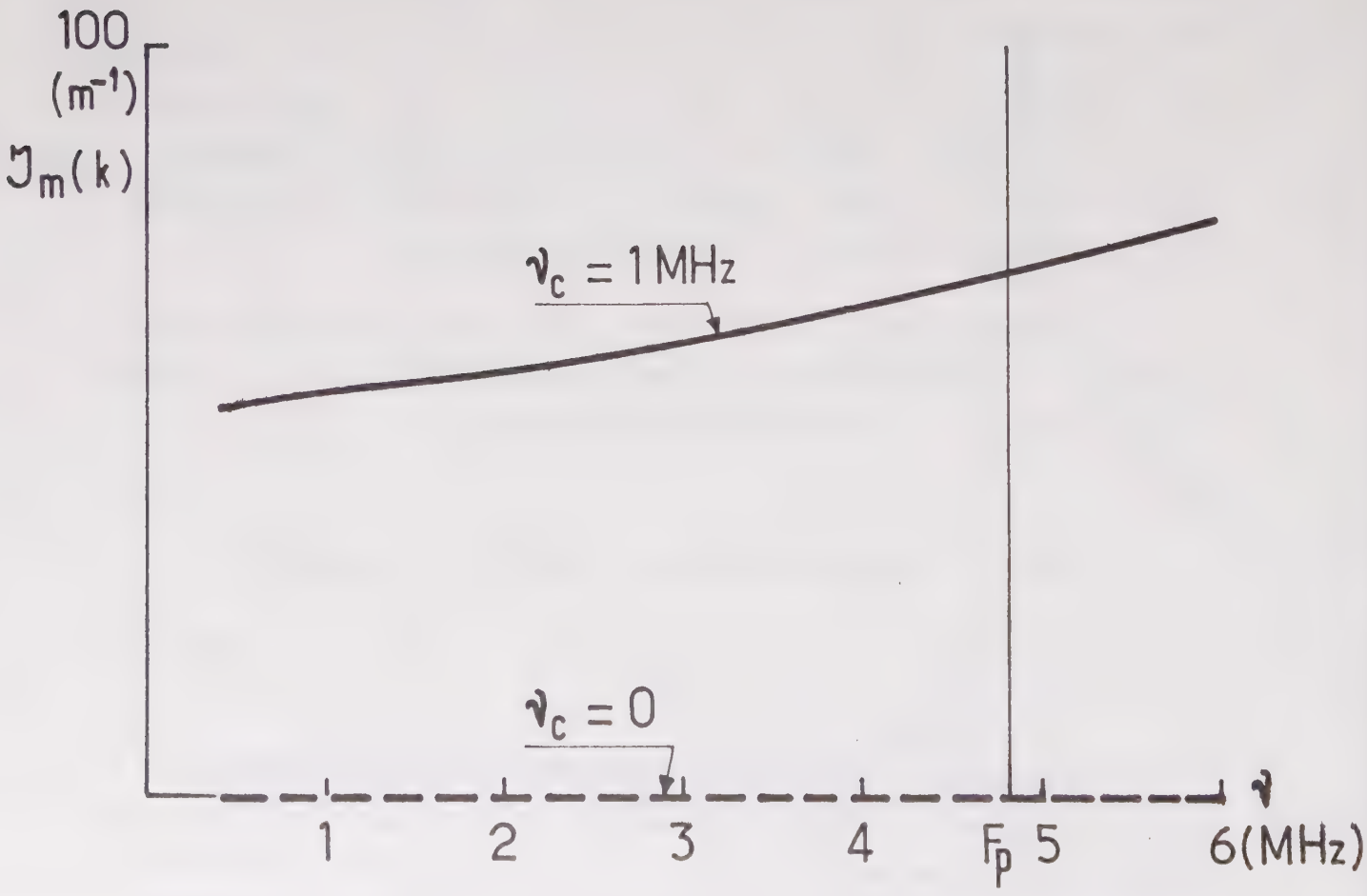


FIGURE 6 : Courbes de dispersion à la lisière de la gaine (partie imaginaire).

cines, et le suivant une troisième racine. La solution physique est représentée sur les figures 5 et 6, pour les deux mêmes valeurs de ν_c que précédemment : 0 et 1 MHz.

On constate immédiatement que la partie réelle de k est quasi rectiligne dans le domaine étudié, et que ν_c y joue un rôle insignifiant. Cette fréquence de collisions joue par contre un rôle important en ce qui concerne $\mathcal{I}m(k)$.

Le fait même que $\mathcal{I}m(k)$ soit nul pour $\nu_c = 0$, est logique et confirme la validité du choix des racines de l'équation de dispersion. Comme on peut le remarquer sur les figures 7 et 8, les valeurs de k_c et de k (pour ν_c = 1 MHz) sont telles que k soit toujours inférieur à k_c dans le domaine utile ($\nu < F_p$), le rapport en étant de 2 environ pour $\nu << F_p$. La relation d'inégalité résulte, pour les parties réelles, du choix évoqué plus haut (III.4). Pour les parties imaginaires, ceci peut être aisément compris. En effet dans le référentiel lié au mouvement des ions, l'amortissement est produit sur une distance comparable à celle dans le coeur du plasma ; or, et cela est analogue à ce que nous avons vu à propos de la longueur d'onde, cette distance paraît plus grande dans le référentiel statique, l'onde progressant dans le même sens que le référentiel dynamique. D'où la relation :

$$\mathcal{I}m(k) < \mathcal{I}m(k_c)$$

Il faut remarquer que ce raisonnement n'est possible que parce que le modèle de la force de frottement due aux collisions dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement (4.3), est linéaire par rapport à la vitesse des ions.

Enfin, il est assez facile de justifier que :

$$\frac{\mathcal{R}e(k_c)}{\mathcal{R}e(k)} \simeq 2 \quad \text{quand} \quad \nu << F_p$$

En effet soit $\mathcal{R}'$ le référentiel lié aux ions et $\mathcal{R}$ le référentiel statique ; on passe de $\mathcal{R}'$ à $\mathcal{R}$ par le changement de

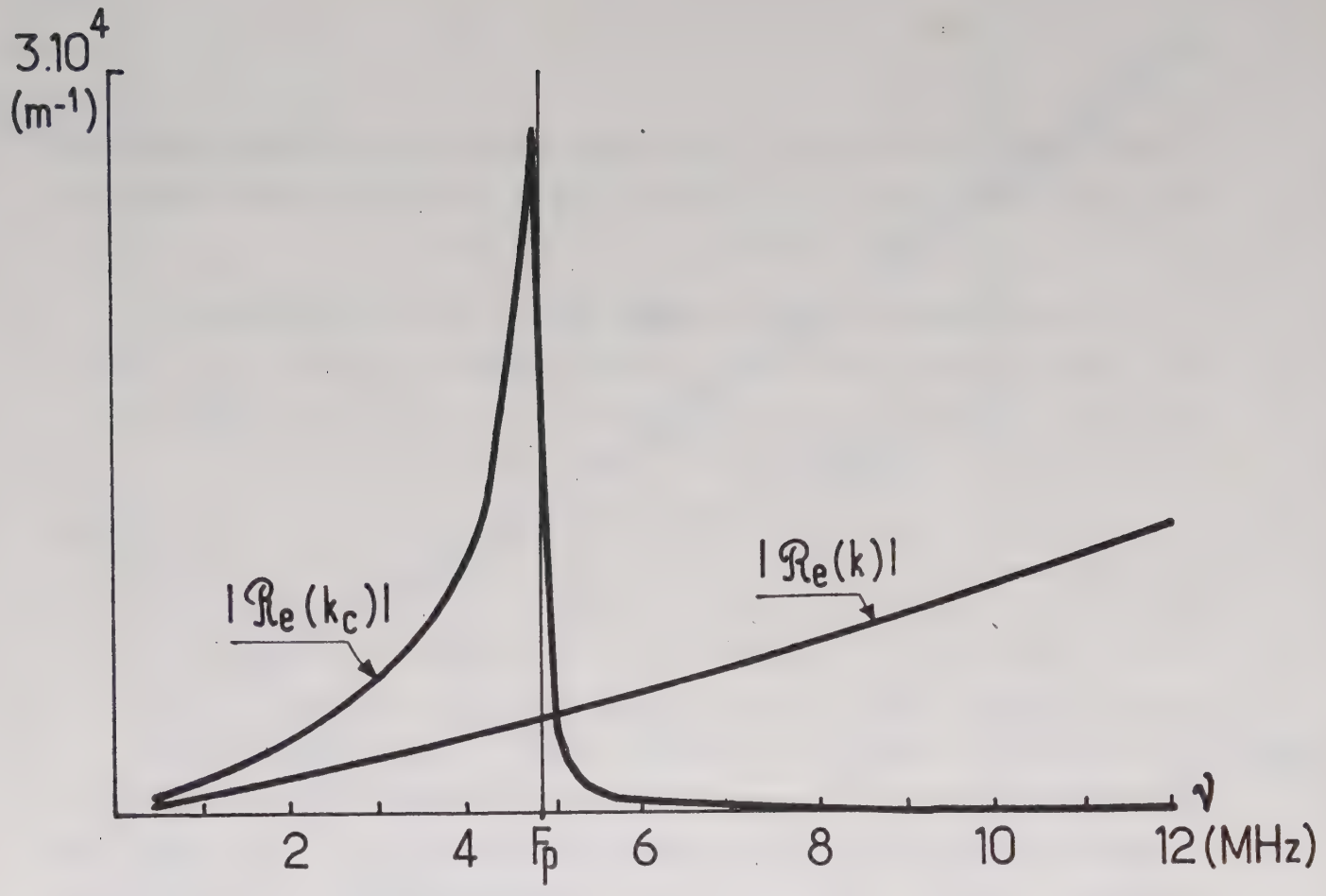


FIGURE 7 : Courbes de dispersion (ν_c = 1MHz, partie réelle).

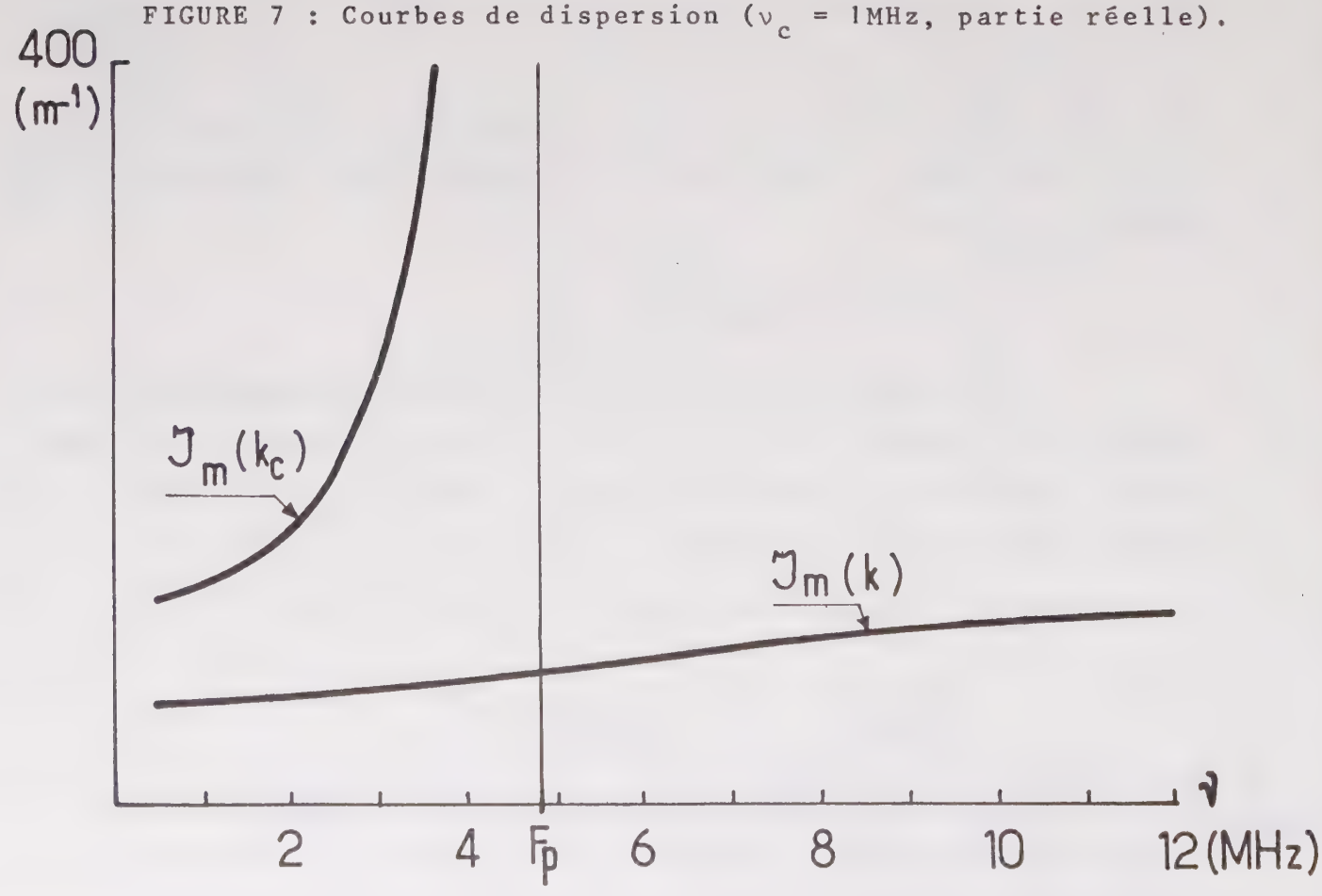


FIGURE 8 : Courbes de dispersion (ν_c = 1MHz, partie imaginaire).

variable :

$$x' = x - \sqrt{\frac{KT_e}{m_i}}\, t$$

On a vu d'autre part que quand $\nu << F_p$, on peut écrire la vitesse de phase :

$$u = -\frac{\omega}{k_c} \simeq \sqrt{\frac{KT_e}{m_i}}$$

Une onde qui s'écrit dans $\mathcal{R}'$: $e^{i\omega t + ik_c(\omega)x'}$

est dans $\mathcal{R}$ de la forme : $e^{i\omega t + ik_c(\omega)x - ik_c(\omega)u.t}$

$$\simeq e^{i2\omega t + ik_c(\omega)x}$$

ce qui montre dans $\mathcal{R}$: $k(2\omega) = k_c(\omega)$; comme k et k_c sont des fonctions quasi-linéaires pour $\nu << F_p$, le facteur 2 est ainsi justifié.

III.6.3. PROPAGATION DANS LA GAINE

Nous abordons maintenant l'étape finale qui est l'intégration du système (S) de (III.4).

La quantité qui nous semble représentative du comportement de l'onde, est le rapport des amplitudes de vitesse entre la lisière de la gaine et la paroi :

$$R(\omega) = \frac{|v_i^1(x_p)|}{|v_i^1(x_g)|}$$

Pour cela, nous devons choisir des valeurs arbitraires de $\mathcal{V}$ et t dans les conditions aux limites (S"). On peut prendre par exemple $\mathcal{V} = 1$ et $t = 0$. Mais dans l'expérience décrite plus loin, les ondes acoustiques sont créées dans le coeur

du plasma et non pas à la lisière de la gaine. Elles se propagent donc sur une certaine distance d, avant d'atteindre l'entrée de la gaine, et s'y amortissent d'un facteur :

$$\exp\left(-\mathcal{J}_m\,[k_c(\omega)]d\right)$$

C'est pourquoi, afin d'étudier les variations de l'amplitude d'une onde de fréquence donnée, entre son point de création et la paroi, nous poserons :

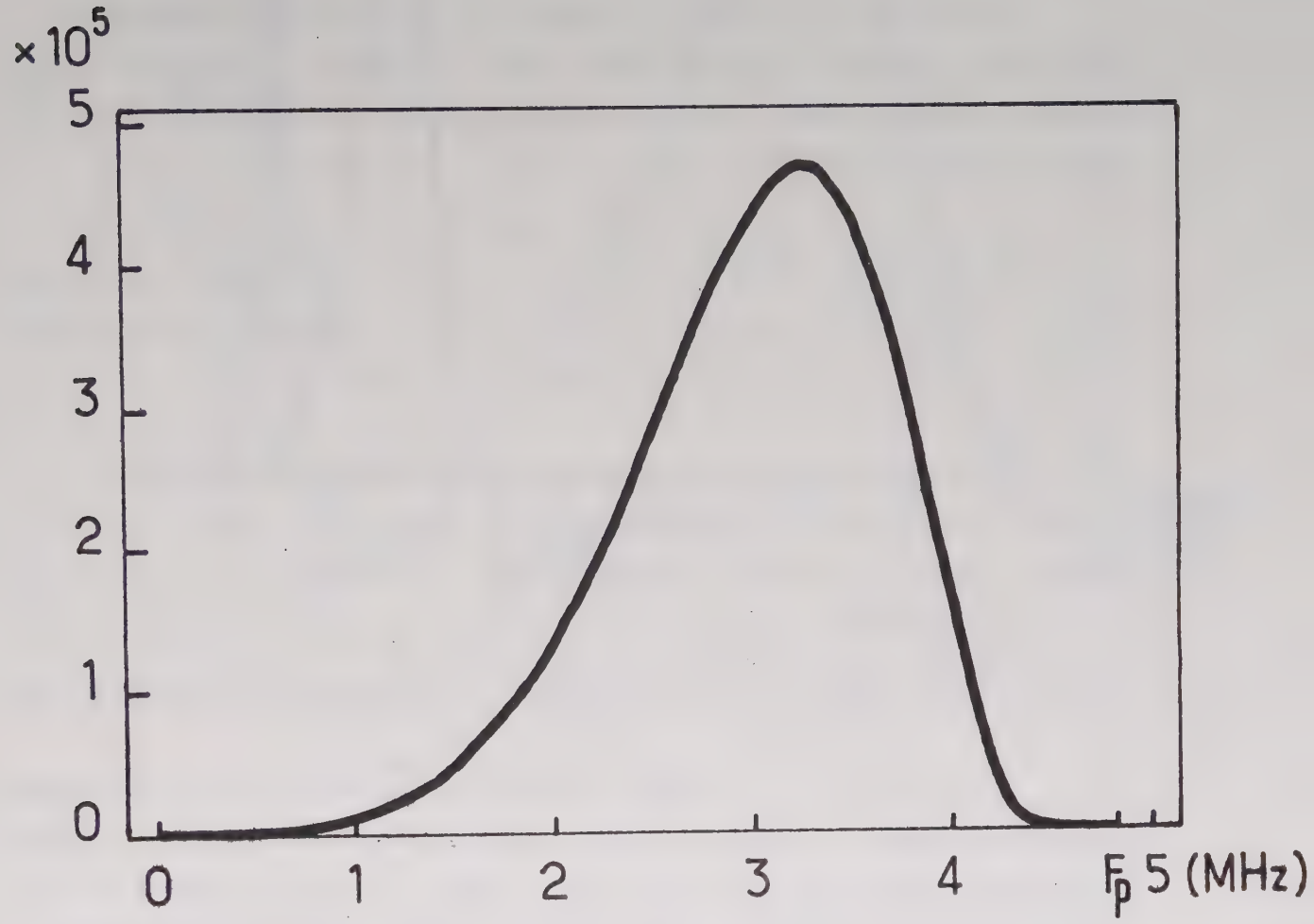
$$|v_i^1(x_g)| = \exp[-\mathcal{J}_m(k_c)d]$$

Il s'ensuit que seuls sont à examiner les cas où $\nu < F_p$, puisque quand ν tend vers F_p, $\mathcal{V}$ tend vers zéro, et que par conséquent, l'amplification dans la gaine étant finie, on ne peut obtenir que : $R(\omega) = 0$.

Deux vérifications préalables du programme de calcul ont été effectuées avant que $R(\omega)$ ne soit déterminé complètement. Elles ne seront ici que brièvement évoquées.

On pose tout d'abord $V_p = 0$, ce qui revient à utiliser le système (S) pour observer une propagation d'ondes dans un plasma équipotentiel. On vérifie alors que l'intégration de (S) donne pour $v_i^1(x,t)$ un comportement en $e^{i(\omega t+k_c x)}$.

On constate d'autre part que, en se replaçant dans la gaine, une variation de t dans les conditions initiales (S"), par exemple sur l'équivalent d'une période, entraîne bien que $v_i^1(x_p,t)$ varie en $e^{i\omega t}$. Ces résultats, évidents sur le plan de la physique, le sont moins sur le plan du calcul numérique, l'intégration du système (S) ne portant que sur des variables spatiales et les variations dans la gaine pouvant être importantes ; ils constituent une condition nécessaire du bon déroulement des programmes de calcul.



$m_i = m(F^+) = 3{,}15 \cdot 10^{-26}$ [kg]

$n = 10^{16}$ [m^{-3}]

$T_e = 50000$ [K]

$\nu_c = 500$ [kHz]

$V_p = 15$ [V]

$d = 10$ [mm]

FIGURE 9 : Tracé de $R(\omega)$

Etudions maintenant le résultat des calculs complets représenté par les courbes $R(\omega)$. Sur la figure 9, un tel graphe est présenté pour les conditions dites "de référence" ; il appelle trois remarques :

1) Comme on pouvait s'y attendre $R(\omega)$ tend vers zéro quand la fréquence de l'onde se rapproche de la fréquence plasma, en raison de l'absorption complète de ces ondes avant même qu'elles n'aient atteint l'entrée de la gaine.

2) Pour les faibles fréquences, $R(\omega)$ est très petit : il est voisin de 1, c'est-à-dire négligeable à l'échelle de la figure. Ceci est normal puisque dans ces conditions la longueur d'onde est grande, en particulier devant l'épaisseur de la gaine (quelques λ_D) ; si bien que celle-ci est d'épaisseur trop faible pour avoir un effet notable sur la propagation de l'onde.

3) Une forte et large résonance apparaît aux fréquences intermédiaires ; c'est elle que nous exploitons dans ce travail. La largeur observée est d'environ 2 MHz (à peu près les 2/5 de la fréquence plasma), et l'amplitude peut atteindre quelques 10^5 !

Quelques commentaires s'imposent à propos d'une telle amplitude. Le calcul effectué repose sur la linéarisation des équations de l'hydrodynamique, alors que de tels résultats sortent de toute évidence du cadre d'une étude linéaire (si une telle amplification existait, les fluctuations naturelles du plasma suffiraient à engendrer des ondes que l'on observerait : ce n'est pas le cas). Ce modèle présente néanmoins l'intérêt de situer la fréquence de résonance, et c'est ce qui nous intéresse en pratique, même si l'amplitude ainsi calculée a une valeur beaucoup plus élevée qu'elle n'a en réalité : il est permis de penser que la résolution exacte des équations hydrodynamiques ne déplacerait pas de façon significative l'abscisse de la résonance, et que d'autre part les comparaisons relatives, permettant d'observer les influences des divers paramètres, restent

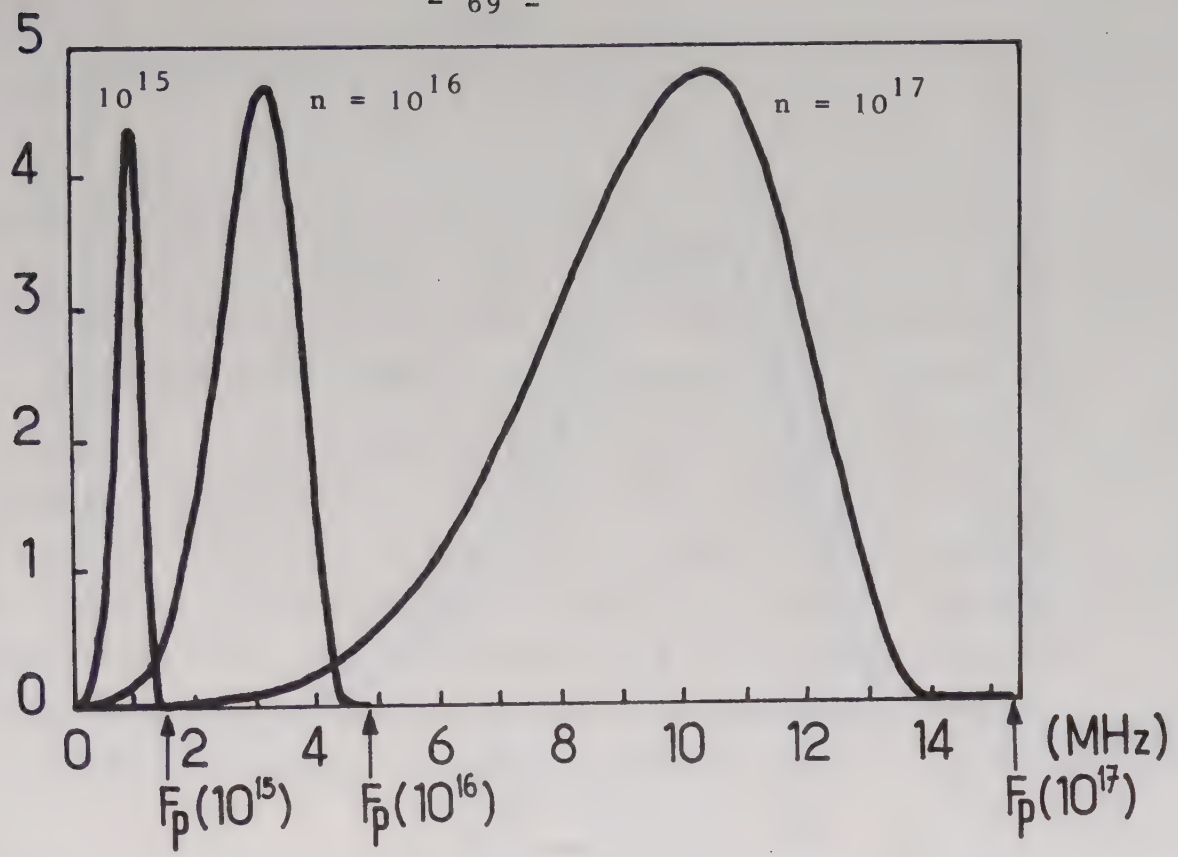


FIGURE 10 : Variations en fonction de la densité n dans le plasma (en $[m^{-3}]$)

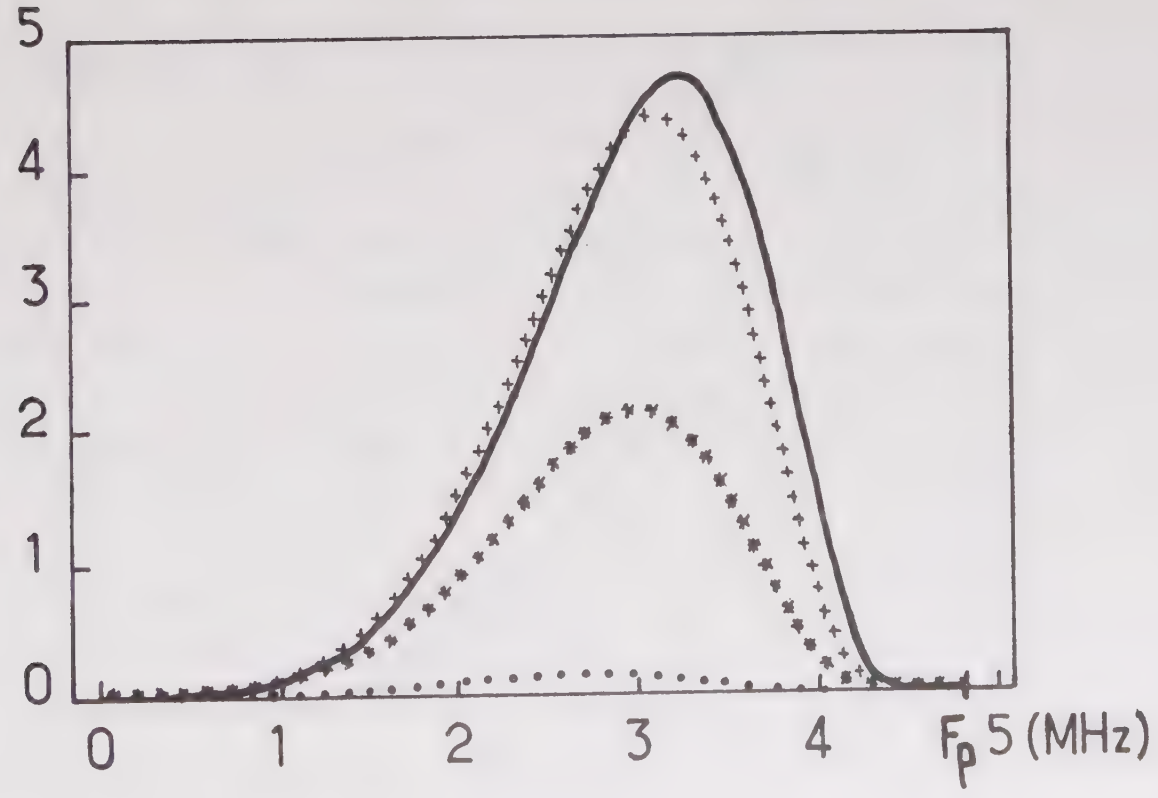


FIGURE 11 : Variations en fonction de la température électronique T_e : —— (conditions de référence) = 50000 [K] ; +++ = 25000 [K] ; *** = 17000 [K] ; ... = 10000 [K].

valables. C'est ce que nous allons faire en considérant désormais que les résonances ont une amplitude telle que des effets expérimentaux seront observables, mais que les chiffres portés en ordonnée n'ont qu'une valeur comparative relative.

La figure 10 montre l'influence des variations de la densité du plasma. Les trois valeurs envisagées diffèrent d'un facteur 10, les fréquences plasma s'espacent donc d'un facteur $\sqrt{10}$. On constate que les trois fréquences de résonance suivent la même progression d'un facteur $\sqrt{10}$, et que, si l'on appelle ν_r ces fréquences, on a :

$$\boxed{\nu_r \simeq 0{,}68 \times F_p}$$

Autrement dit, la résonance des ondes acoustiques ioniques a lieu pour une fraction donnée de la fréquence plasma ionique qui, elle-même, une fois qu'a été fixé le type d'ions considérés, ne dépend que de la densité des ions dans le plasma suivant la relation (dans le cas d'ions F^+) :

$$F_p = 4{,}82.10^{-2} \sqrt{n}$$

La figure 11 montre le résultat du calcul pour quatre valeurs de T_e. On constate une forte influence de la température pour des valeurs comprises entre 10^4 et $2{,}5.10^4$ [K], puis une faible influence de cette température de $2{,}5.10^4$ à 5.10^4 [K], la résonance se déplaçant alors d'environ 500 kHz. Pour mieux comprendre ces résultats, il ne faut pas oublier que l'intégration du potentiel réduit de l'équation (3.7), donne des valeurs normalisées à λ_D et T_e. L'épaisseur de la gaine varie comme λ_D, c'est-à-dire comme $\sqrt{T_e}$ à n fixé. Bien que la vitesse de phase évolue aussi en $\sqrt{T_e}$, on peut avancer que l'augmentation de la distance sur laquelle l'onde subit un gradient de potentiel, est responsable du résultat observé.

En ce qui concerne l'effet des autres paramètres, nous voyons sur la figure 12, celui de la variation du potentiel plasma V_p. On voit que la résonance croît avec l'augmentation

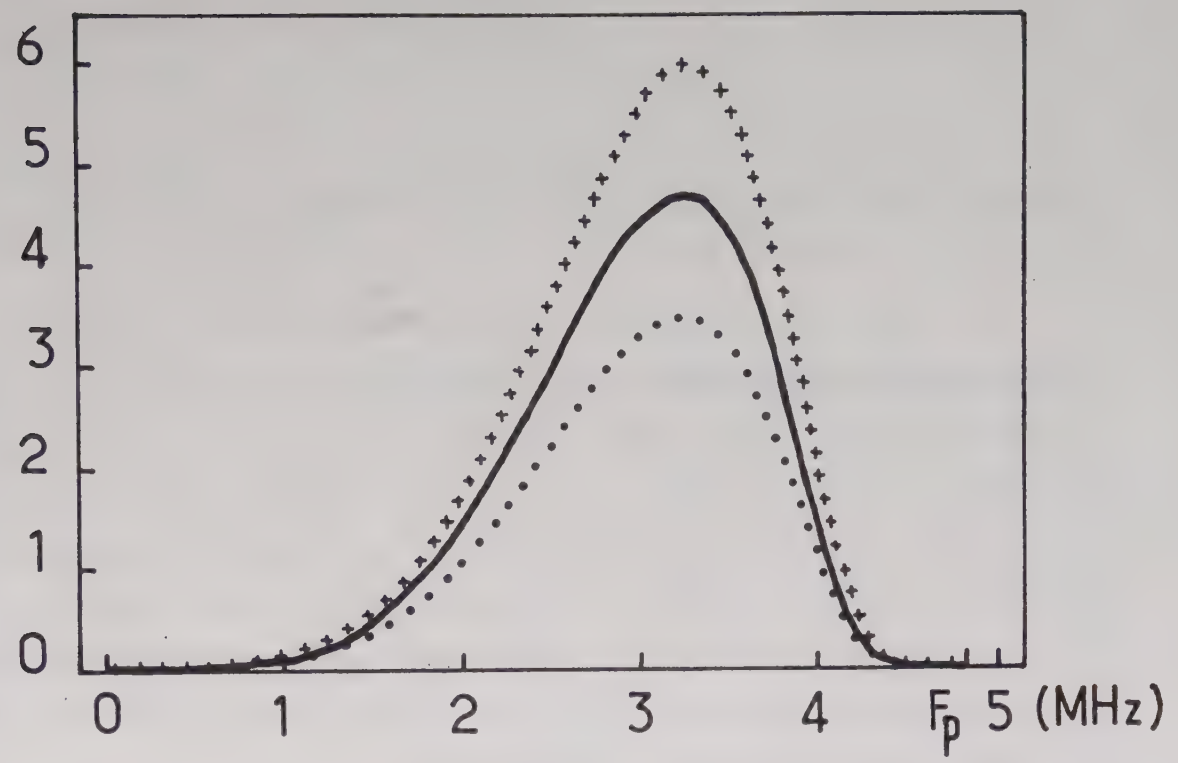


FIGURE 12 : Variations en fonction de la chute de potentiel V_p dans la gaine : —— (référence) = 15 [V] ; +++ = 20 [V] ; ... = 10 [V].

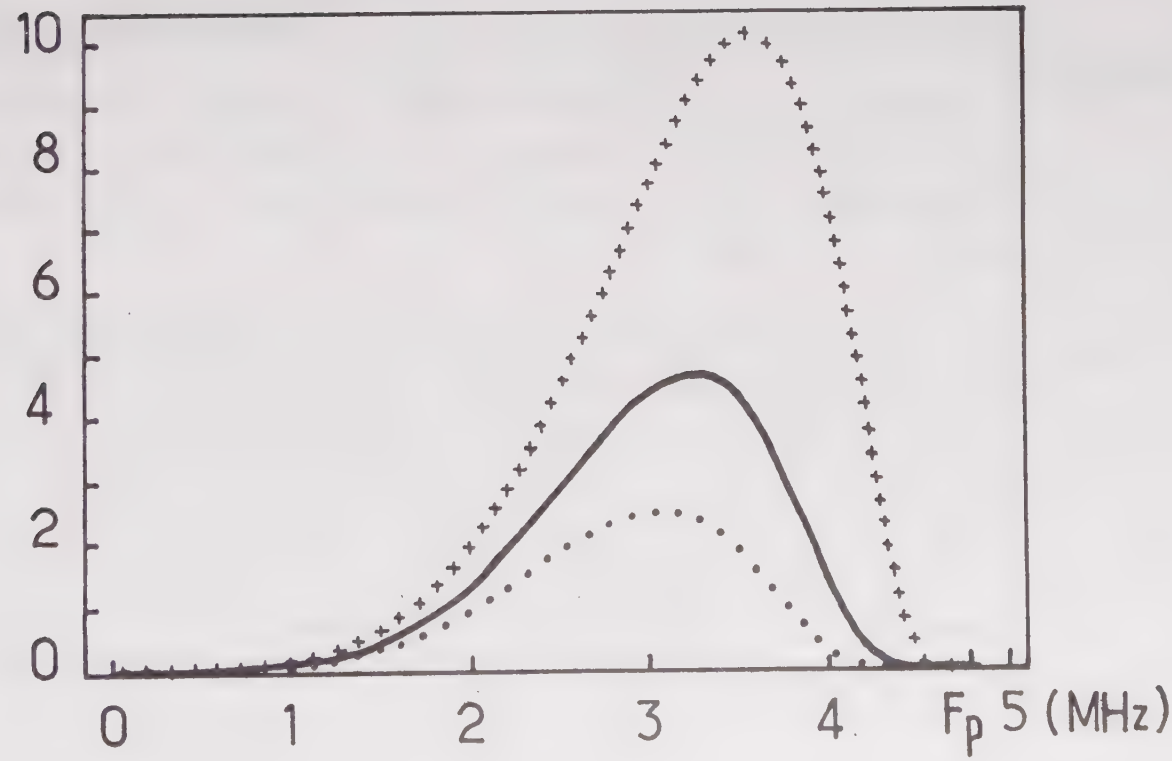


FIGURE 13 : Variations en fonction de la fréquence ν_c de collisions : —— (référence) = 500 [kHz] ; +++ = 250 [kHz] ; ... = 750 [kHz].

de la chute de potentiel dans la gaine, ce qui est normal puisque la résonance disparait pour $V_p = 0$ (absence de gaine).

Il y a néanmoins lieu de remarquer que la valeur de V_p n'est pas indépendante de T_e dans le cas de l'anode (même si en l'état actuel des connaissances la relation n'est pas explicitement connue). Il faut en outre se rappeler que la condition limite de (4.10) est donnée sous la forme du potentiel de paroi réduit, proportionnel à V_p/T_e, et que dans un plasma créé par une décharge continue le potentiel flottant (auquel est lié V_p) est proportionnel à T_e. Mais comme nous n'avons pas toutes les informations nécessaires, nous avons préféré traiter V_p et T_e comme des paramètres indépendants.

La figure 13 montre l'influence des collisions. Comme on pouvait s'y attendre, la résonance est d'autant plus forte que le milieu est moins collisionnel. On remarque également que, quand ν_c décroît, le maximum se déplace un peu vers la fréquence plasma. Cela s'explique par le fait que lorsque ν_c décroît, l'absorption n'est importante qu'au voisinage immédiat de F_p, et que donc la partie descendante de la résonance se rapproche également de F_p. Notons également que si l'on prend comme ordre de grandeur de section efficace de collisions ion-neutre $\sigma_{i-o} \simeq 2.10^{-19}\ [m^2]$ les fréquences de collisions de la figure 13, correspondent à des pressions de gaz neutre respectivement de : 10, 20 et 30 [Pa].

Les effets liés à la longueur de propagation dans le coeur du plasma sont représentés figure 14. A fréquence de collisions donnée, l'amortissement est bien évidemment fonction (exponentielle) de d. Aussi n'est-il pas surprenant, l'amplification dans la gaine étant forte, d'observer une forte influence de ce paramètre. Quant au léger déplacement de la fréquence de résonance, il a la même explication que celle que nous avons donné dans le cas de l'étude de l'effet des collisions.

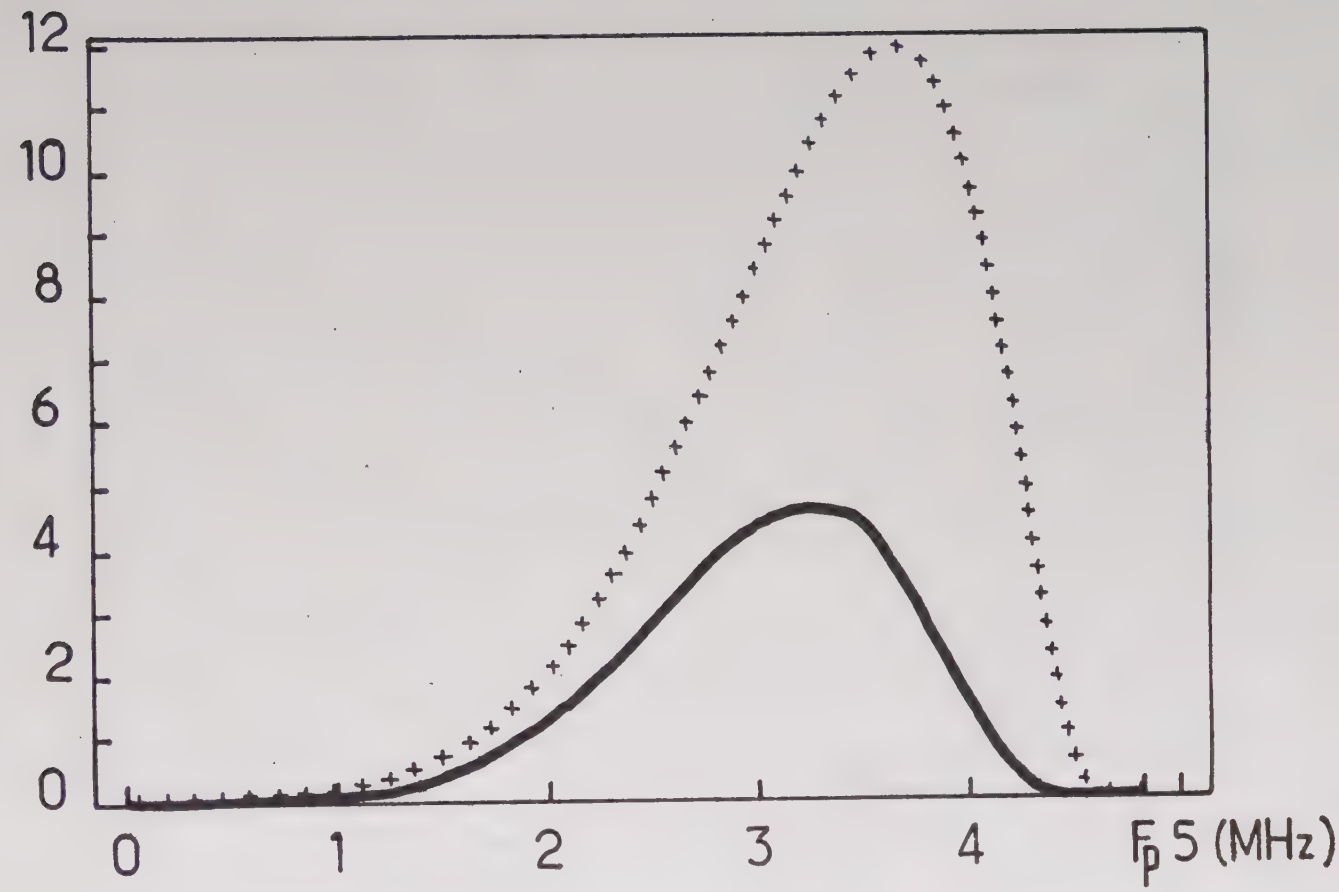


FIGURE 14 : Variations en fonction de la distance d de propagation dans le plasma : —— (référence) = 10 [mm] ; +++ = 4 [mm].

IV. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Afin d'étudier les phénomènes liés à la gravure, et plus particulièrement la validité du modèle du chapitre précédent, nous avons réalisé un montage mettant en jeu un diagnostic inédit. En principe, il faudrait posséder un grand nombre d'échantillons de silicium, y imprimer, grâce à une résine photosensible et un masquage, une mire de test, puis observer (par microscopie) après traitement la qualité de la gravure. Pour s'affranchir de telles contraintes, nous avons considéré que les réactions concernant la gravure de S_i comme de S_iO_2, étaient toujours caractérisées par la production de S_iF_4 dès qu'un composé fluoré est utilisé.

Sachant que S_iF_4 se vaporise dans les conditions de pression et de température utilisées, il est possible en mesurant son abondance, d'avoir une information directe sur l'activité de la gravure à un instant donné. Pour effectuer cette mesure le plus directement possible après la désorption du S_iF_4, nous utilisons comme échantillon une plaquette spécialement réalisée pour cette expérience par le C.E.A.-L.E.T.I. ; elle permet d'éviter que le S_iF_4 ne se répartisse dans toute l'enceinte avant d'être analysé. Cela aurait l'inconvénient de moyenner dans l'espace le taux de S_iF_4 et donc de compliquer les observations.

IV.1. DIAGNOSTIC PRINCIPAL : DIAPHRAGME EN SILICIUM

Le plasma est créé par une décharge R.F. capacitive, c'est-à-dire que les électrodes sont deux disques plans parallèles. La plaquette de silicium est fixée au centre de l'anode, et est percée en son centre d'un trou aux bords tronconiques dont les flancs laissent seuls apparaître du silicium à nu. Le reste de la plaquette est protégé par une couche mince d'aluminium, elle-même peu attaquée par le type de plasma réactif utilisé dans ces expériences. Il suffit alors de placer derrière le trou de la plaquette, c'est-à-dire sous l'anode, un spectromètre de masse pour recueillir et analyser les effluents de la gravure effectuée sur les bords du trou. Le fonctionnement d'un spectromètre de masse imposant des pressions de fonctionnement beaucoup plus basses que celles de l'enceinte à plasma, il en résulte une pression différentielle qui entraîne vers le spectromètre de masse les composés désorbés par les flancs du trou (figure 1). Il est ainsi possible de caractériser les taux de gravure à chaque instant, puisque nous supposons qu'un accroissement de la vitesse de gravure correspond à un accroissement du taux de S_iF_4 mesuré.

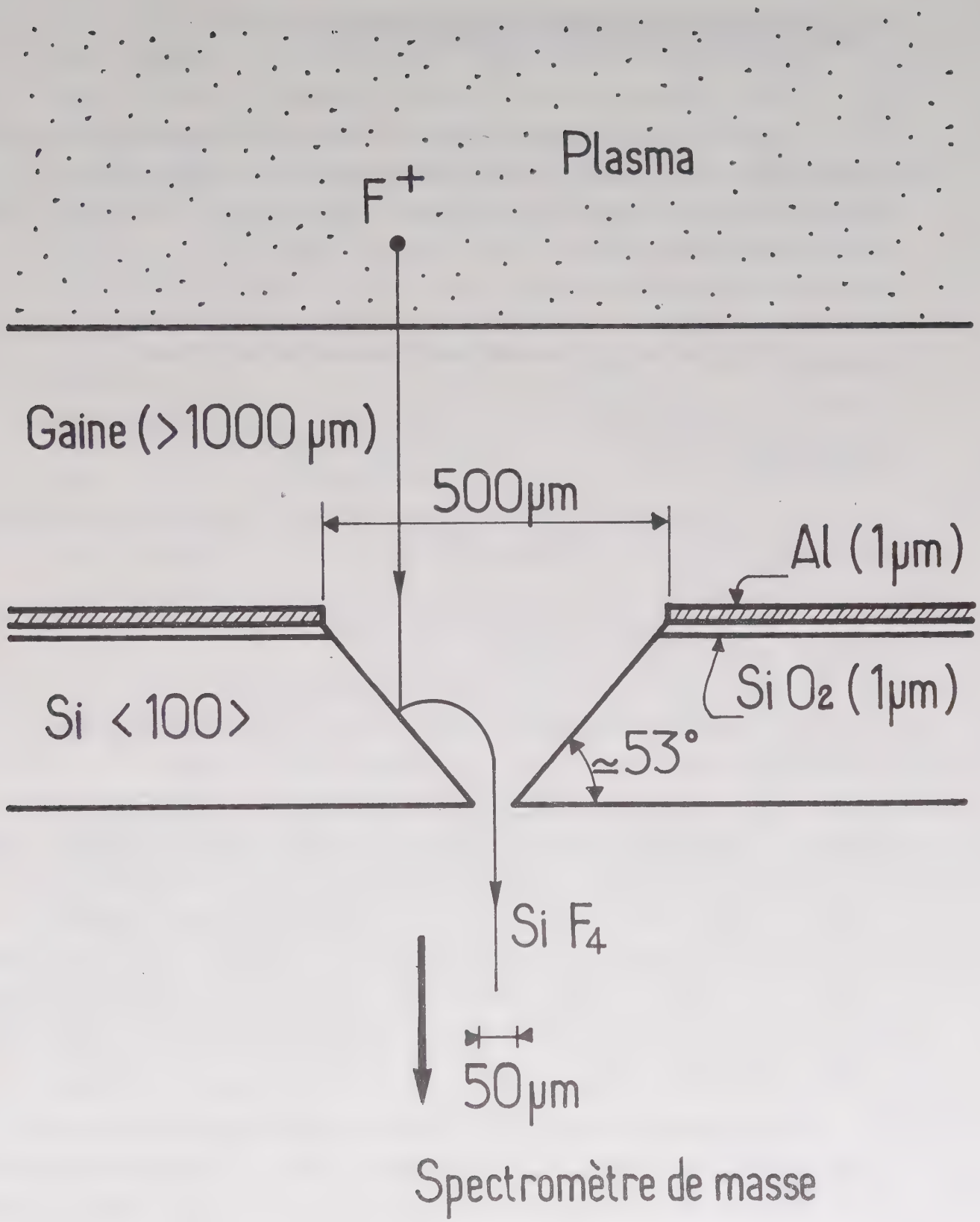


FIGURE 1 : Schéma de principe

IV.2. DESCRIPTION GENERALE DU DISPOSITIF

Le plasma est créé, dans une enceinte composée d'un cylindre en verre "Pyrex" et de deux flasques d'aluminium, à l'aide de deux électrodes également en aluminium (ce métal supporte sensiblement mieux que l'acier inoxydable l'exposition répétée à des plasmas réactifs). L'enceinte est raccordée à un système de pompage et d'introduction de gaz, constitué d'une pompe primaire à palettes à deux étages, d'un piège à azote liquide et d'une microfuite permettant un réglage fin du débit. Le piège intercalé entre l'enceinte et la pompe assure trois fonctions :

a) amélioration du vide limite (par adsorption de l'eau en particulier)

b) protection de l'enceinte des vapeurs d'hydrocarbures issues de la pompe primaire

c) protection (partielle) de la pompe primaire des gaz corrosifs.

Les capacités de pompage sont importantes : les canalisations de pompage ont un diamètre de 50 mm et la pompe un débit de 17 $[dm^3.s^{-1}]$; alors que le volume de l'enceinte est d'une dizaine de dm^3. Cela permet d'obtenir un bon vide (5.10^{-3} [Pa]) dans l'enceinte avant de procéder aux remplissages. D'autre part, pour maintenir constante la composition du plasma malgré les réactions qui y sont produites, on travaille généralement en flux de gaz.

Les basses pressions nécessaires au fonctionnement du spectromètre de masse sont obtenues, malgré le flux au travers du trou de la plaquette ($\simeq$ 50 µm), à l'aide d'une pompe cryogénique ; celle-ci a l'avantage d'avoir un bon débit - $200[dm^3.s^{-1}]$ - et d'offrir un "vide propre", c'est-à-dire exempt de vapeurs d'hydrocarbures.

Les pressions dans les deux parties de l'expérience sont mesurées à l'aide d'une jauge ionique (10^{-7} à 10^{-2} [Pa]) pour le vide secondaire du côté du spectromètre, et à l'aide d'une jauge de Penning et d'une jauge à capacitance, du côté de l'enceinte à plasma. Ces deux dernières correspondent à des échelles de mesure différentes : 10^{-4} à 1 [Pa] pour la jauge Penning et de 2 à 13000 [Pa] pour la jauge à membrane. L'une permet de s'assurer que l'enceinte est convenablement vidée avant chaque expérience, et l'autre de contrôler la pression de gaz neutre du plasma, indépendamment de la composition de celui-ci.

Un morceau de conducteur de forme cylindrique est placé dans l'espace interélectrodes ; il est mobile suivant deux directions et sert à des mesures électrodynamiques (réception d'une tension alternative correspondant à une émission d'ondes acoustiques ioniques) et, également, à des mesures électrostatiques (mesure du potentiel flottant).

La génération des ondes acoustiques ioniques est faite par deux grilles planes en acier inoxydable, parallèles à l'anode, et ayant un pas légèrement inférieur au millimètre. On peut y superposer deux tensions (alternative et continue) réglables indépendamment. La tension alternative est issue d'un générateur d'ondes de modèle courant (0-8 V, 1 Hz - 10 MHz). Mais comme nous devons avoir des signaux en opposition de phase sur les deux grilles, et que la tension de sortie nous semblait insuffisamment élevée pour exciter correctement des ondes acoustiques, nous avons construit un amplificateur. Il est constitué de deux étages mis en parallèle, et dont l'un déphase de π par rapport à l'autre. On peut ainsi obtenir, entre 500 Hz et 1 MHz, une tension de sortie maximum de 100 V crête-crête sur chaque voie, ce qui est suffisant. Un autre générateur permet d'appliquer, à la sortie de l'amplificateur, une tension continue, commune aux deux grilles.

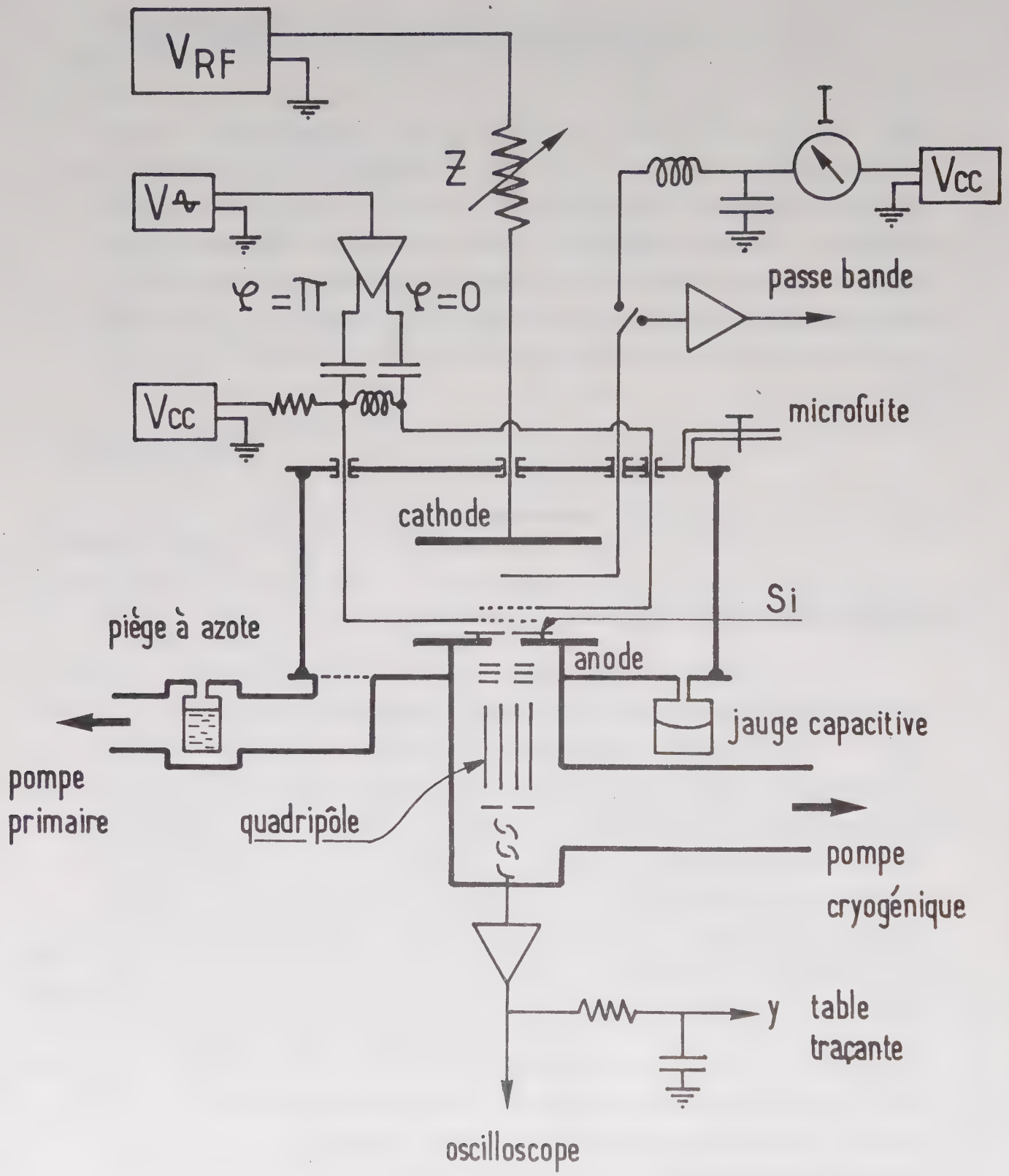


FIGURE 2 : Schéma de l'appareillage expérimental

En ce qui concerne les dimensions caractéristiques, l'enceinte a un diamètre de 300 mm et une hauteur de 150 mm ; les électrodes de diamètre 150 mm sont séparées de 30 mm. Quant aux grilles elles ont 20 mm de diamètre et sont écartées d'à peu près 2 mm, la plus proche d'entre elles étant située à environ 3 mm de la plaquette de silicium. Elles sont donc immergées dans le plasma au voisinage immédiat de la gaine.

L'ensemble de l'appareillage est schématisé sur la figure 2.

Nous allons maintenant poursuivre par la description un peu plus détaillée de deux appareils, à savoir le spectromètre de masse et le générateur R.F., source du plasma.

IV.3. MESURES DES PRESSIONS PARTIELLES

Le spectromètre de masse est bâti autour d'un filtre quadripolaire [7], précédé d'une chambre d'ionisation par bombardement électronique, et suivi d'un multiplicateur d'électrons, jouant le rôle de collecteur et amplificateur du courant ionique issu du filtre. Le signal du multiplicateur d'électrons est envoyé dans un préamplificateur qui transforme en source de tension, la source de courant qu'est le multiplicateur. Les gains en sont respectivement de 10^5 à 10^6 et 10^4 à 10^{10} $[V.A^{-1}]$, si bien qu'à la sortie du boitier de contrôle la sensibilité globale maximale peut être estimée à : 2.10^9 $[V.Pa^{-1}]$.

Un certain nombre de réglages (énergie des électrons et des ions dans la chambre d'ionisation, résolution,...) sont d'autre part accessibles à l'utilisateur et permettent d'optimiser le fonctionnement dans chaque cas (section efficace d'ionisation de la molécule, pression totale,...). La gamme d'exploration des rapports $\frac{m_i}{e}$ varie de 2 à 200 exprimés en masse molaire (en [g]) par degré d'ionisation.

Enfin comme toutes les mesures effectuées ne sont pas absolues, il n'a pas été nécessaire d'effectuer un étalonnage du spectromètre pour tenir compte des sections efficaces d'ionisation, de la variation en $m_i^{-1/2}$ du flux de gaz au travers de l'orifice d'extraction, ou du facteur de transmission du filtre quadripolaire. Seule importait ici une bonne reproductibilité des mesures, ce qui par expérience a semblé acquis.

IV.4. LA SOURCE DE PLASMA

Le générateur R.F., servant à amorcer et entretenir la décharge, délivre une tension, telle que la puissance de sortie peut varier de 0 à 500 [W]. Il est électriquement équivalent à un générateur possédant une impédance interne réelle de 50 Ω. Comme il n'existe pas de raison particulière pour que le système (électrode)-(plasma) ait également une impédance de 50 Ω, il est nécessaire d'intercaler entre l'alimentation et la cathode un montage permettant de transformer l'ensemble (adaptateur)-(décharge) en l'équivalent d'une charge résistive de 50 Ω.

Si cette condition n'était pas satisfaite, une fraction de la puissance R.F. fournie par le générateur serait réfléchie, effet qui est nuisible à plus d'un titre.

Dans les conditions typiques de fonctionnement, la partie réelle de l'impédance du plasma est de l'ordre d'une dizaine d'ohms (cf. appendice B) ; aussi utilise-t-on un adaptateur d'impédance en L dont le schéma est représenté sur la figure 3. Il est constitué d'un circuit résonnant LC_s et d'un condensateur en parallèle C_p. Le circuit résonnant permet, grâce au réglage de la capacité C_s, d'augmenter l'impédance de l'ensemble (plasma)-(circuit LC_s). Il est donc utilisé au voisinage du point de résonance ($LC_s\omega_o^2 = 1$) mais non en ce point. La présence du condensateur en parallèle sert alors à annuler la partie imaginaire de l'impédance résultante et à obtenir les 50 Ω recherchés.

Si l'on écrit l'impédance du plasma sous la forme :

$$Z_p = X + iY$$

l'impédance équivalente de l'adaptateur chargé par le plasma s'écrit alors :

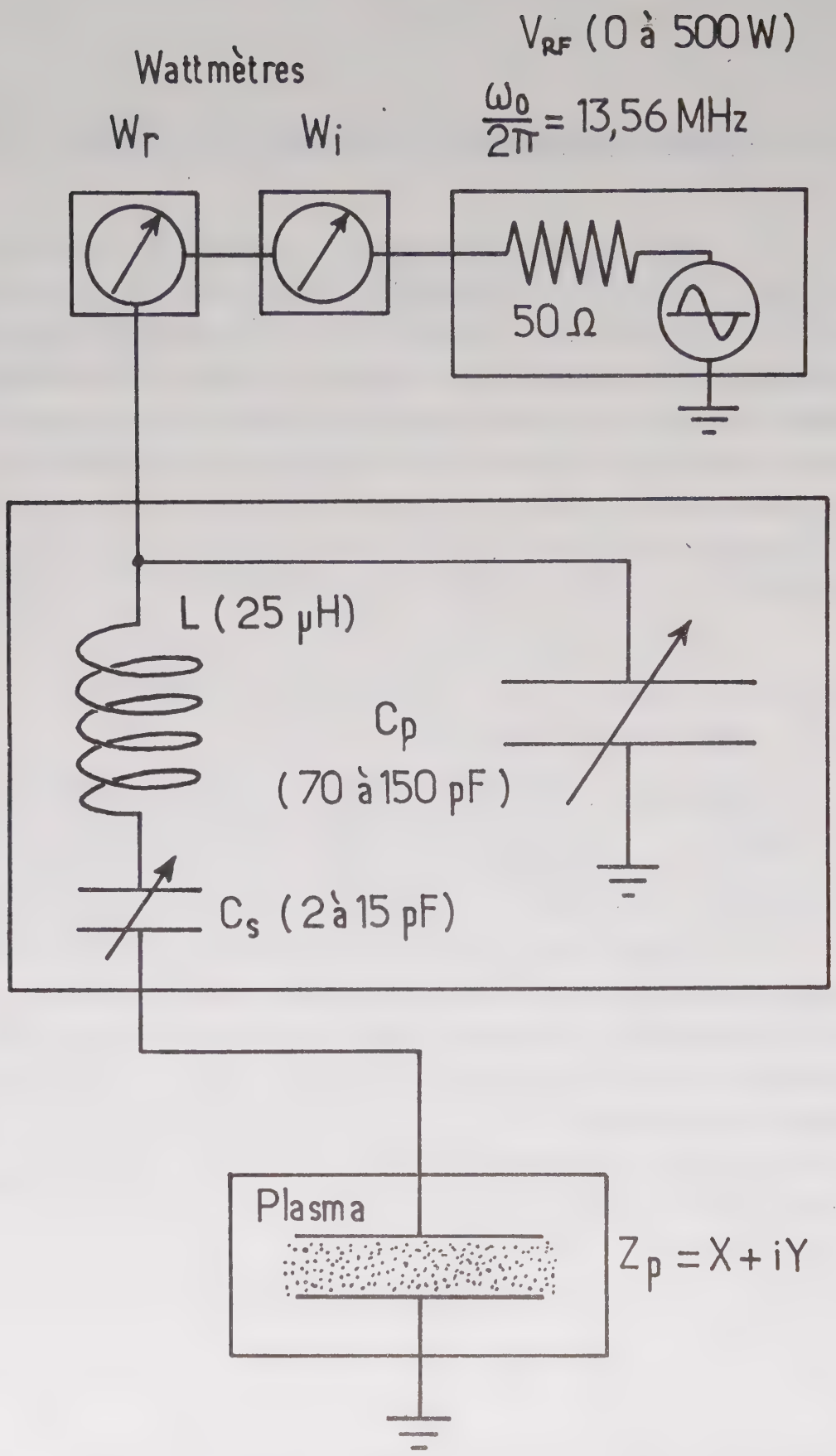


FIGURE 3 : Adaptateur d'impédance

$$Z = \frac{1}{i\omega_o C_p + \dfrac{1}{i\omega_b L + \dfrac{1}{i\omega_o C_s} + X + iY}}$$

ou encore, en explicitant les parties réelles et imaginaires :

$$Z = \frac{X + i[Z' - \omega_o C_p (Z'^2 + X^2)]}{(X\omega_o C_p)^2 + (1 - Z'\omega_o C_p)^2}$$

avec $$Z' = L\omega_o - \frac{1}{C_s \omega_o} + Y$$

Si nous fixons l'un des paramètres de l'adaptateur, par exemple la valeur de la self L, la condition :

$$Z = 50\ \Omega$$

permet de calculer :

$$Z' = \sqrt{(50 - X)X}$$

$$C_p = \frac{Z'}{(Z'^2 + X^2)\omega_o}$$

$$C_s = \frac{1}{\omega_o} \times \frac{1}{L\omega_o - Z' + Y}$$

Nous retrouvons bien le fait que ce montage n'est utilisable que si $X < 50$.

Dans ce qui précède, ont été négligés les effets dûs aux cables de liaison et ceux de proximité entre les différents composants de l'adaptateur. C'est ainsi qu'il a été constaté que les réglages étaient entièrement à reprendre, après que l'ensemble eut été enfermé dans une boîte métallique reliée à la masse électrique ; ceci bien que chaque élément fut éloigné des parois conductrices de plusieurs centimètres.

Deux wattmètres, mesurant les puissances incidente et réfléchie, sont branchés à la sortie du générateur RF. La puissance incidente est un paramètre important de la décharge et la puissance réfléchie (vers le générateur) nous permet de vérifier, lorsqu'elle est nulle, que l'adaptation d'impédance est correctement effectuée.

V. RESULTATS EXPERIMENTAUX

La réalisation du montage expérimental décrit au chapitre précédent, a permis de vérifier l'effet sur la gravure d'ondes acoustiques ioniques, et de procéder à des mesures de caractère plus général, autorisées par les divers appareils installés. Pour limiter le volume des résultats expérimentaux, et effectuer ainsi plutôt la vérification d'une hypothèse qu'une étude exhaustive, nous nous sommes restreints aux plasmas formés dans un seul gaz : le CF_4 pur ; pur signifiant qu'il n'est pas effectué de mélange avec d'autres gaz. La présence d'impuretés est néanmoins inévitable ; celles-ci proviennent de la bouteille de gaz utilisée (moins de 0,1 %), ainsi que du gaz résiduel dans l'enceinte à plasma.

Le CF_4 pur n'est probablement pas le choix le meilleur, pour graver efficacement le silicium et la silice ; mais, pour confirmer notre modèle, il suffit de montrer que, dans des conditions *données et fixées*, une perturbation, convenablement choisie, induite par les grilles situées au-dessus de l'échantillon améliore la gravure.

Nous allons présenter dans un premier temps les mesures qui ne concernent pas directement l'utilisation de l'échantillon de silicium.

V.1. MESURES PRELIMINAIRES

Nous appellerons enceinte (et pression) secondaire celle contenant le spectromètre de masse et qui, pompée par la pompe cryogénique, est toujours maintenue à une pression inférieure à 10^{-3} [Pa] ; l'enceinte primaire est celle qui, contenant les électrodes et le plasma, n'est pompée que par une pompe primaire mécanique. Ces deux enceintes communiquent entre elles par le diaphragme en silicium de 50 µm de diamètre, l'isolement pouvant d'ailleurs être complet par l'usage d'une vanne située immédiatement sous l'échantillon de silicium.

V.1.1. SPECTRES DE MASSE DU GAZ RESIDUEL ET DU CF_4

Lorsque les enceintes sont isolées, le vide limite dans l'enceinte secondaire atteint une pression basse. Celle-ci varie légèrement au cours du temps, la couche des gaz condensés dans la pompe cryogénique finissant après plusieurs mois d'utilisation par atténuer légèrement l'efficacité du pompage ; la pression limite est en moyenne de l'ordre de 10^{-6} [Pa], sans jamais dépasser 3.10^{-6} [Pa].

L'analyse en spectromètre de masse, du gaz résiduel montre la présence de plus de 99 % de vapeur d'eau. Quand est établie la communication avec l'enceinte primaire préalablement vidée, la pression remonte légèrement dans l'enceinte secondaire; l'analyse donne toujours une très forte proportion d'eau, mais un peu d'azote est alors visible, ainsi que quelques traces d'hydrocarbures (rapports $\frac{m}{e}$: 41, 43, 55 et 57) provenant vraisemblablement d'une légère rétrodiffusion d'huile de la pompe primaire, et ceci malgré le piège à azote liquide.

Afin d'obtenir l'analyse du CF_4 pur et neutre par le spectromètre de masse, on introduit un peu de ce gaz dans l'enceinte primaire. Le spectre obtenu varie suivant la pression de

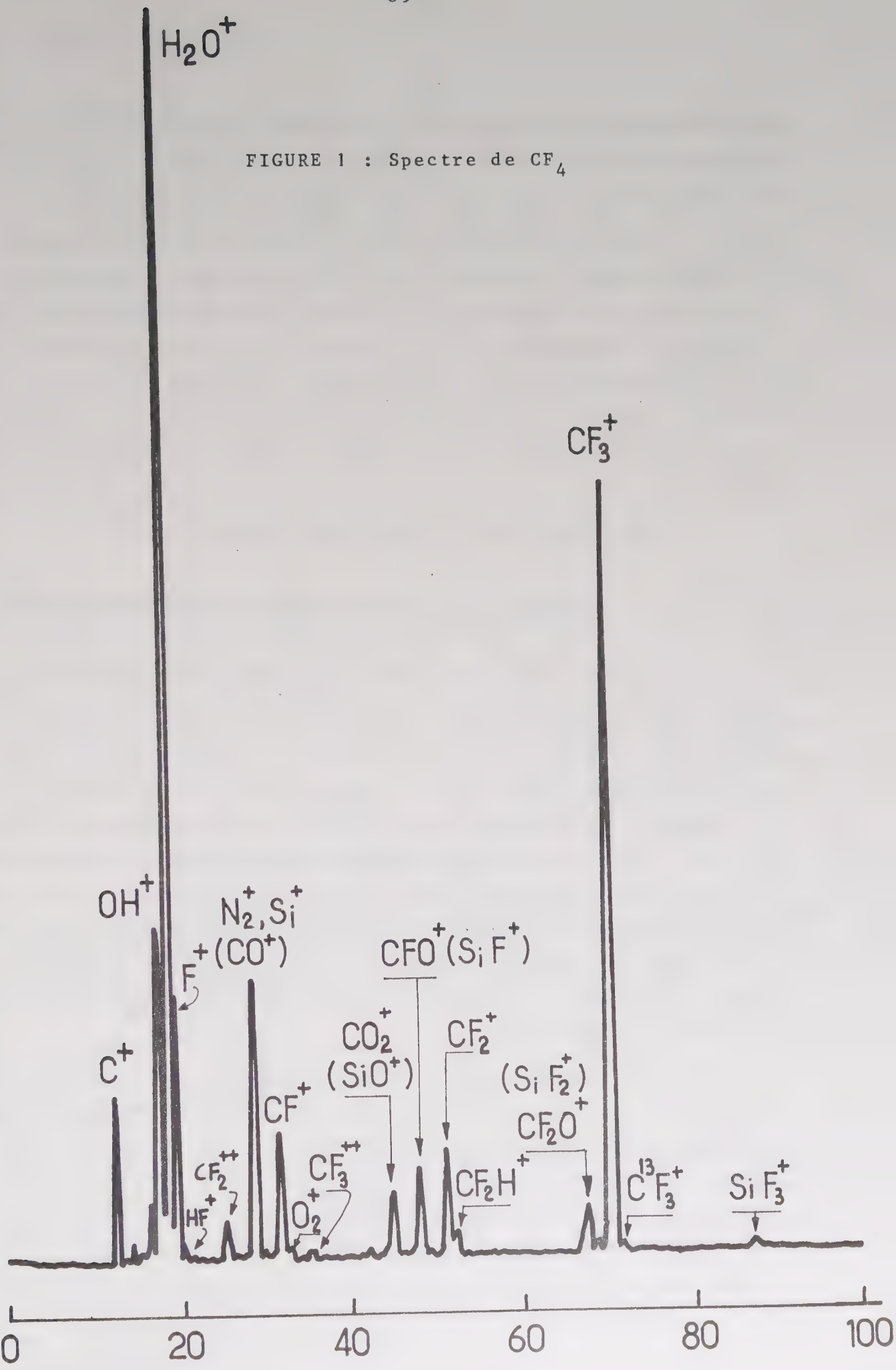


FIGURE 1 : Spectre de CF_4

gaz introduit. Lorsque celle-ci est relativement élevée (90 [Pa]) seuls sont présents les pics correspondant à la fracture de la molécule de CF_4 par la chambre d'ionisation du spectromètre : ions C^+, F^+, CF^+, CF_2^+, CF_3^+, CF_2^{++} et CF_3^{++}. Mais à plus basse pression, un certain nombre de pics apparaissent qui peuvent être interprétés comme étant des fluorocarbones, associés à l'hydrogène ou l'oxygène de la vapeur d'eau présente dans le gaz résiduel de l'enceinte. Un tel spectre est présenté figure 1, avec l'interprétation la plus probable des ions observés ; la pression est ici de 5 [Pa] dans l'enceinte primaire, et $7{,}3.10^{-5}$ [Pa] dans l'enceinte secondaire. Il est à noter que l'intensité des composés d'eau et de CF_4 varie avec celle du pic d'eau (m/e = 18), cela peut se voir en faisant varier la pression partielle de CF_4.

V.1.2. SPECTRE DE CF_4 AVEC PLASMA ET DIAPHRAGME INERTE

Lorsqu'on crée un plasma à des pressions inférieures à une cinquantaine de Pascals, la décharge n'est plus localisée entre les électrodes, mais se répartit dans toute l'enceinte (d'autant mieux que la pression est plus basse). Il est donc nécessaire de vérifier qu'à l'action du plasma sur la plaquette de silicium, ne vient pas s'ajouter celle du plasma sur le manchon en verre "Pyrex" formant paroi de l'enceinte, et de surface beaucoup plus importante. Pour cela, le diaphragme en silicium a été provisoirement remplacé par un diaphragme inerte, constitué d'une feuille d'acier inoxydable. Puis un spectre de CF_4 a été tracé, et comparé à un spectre obtenu dans les mêmes conditions le plasma étant allumé.

Cela a été fait pour deux pressions (7 et 60 [Pa]) et deux valeurs de la puissance R.F. (30 et 100 [W]). Dans tous les cas, on observe une importante augmentation (2,5 fois plus) de la pression partielle d'eau, une diminution de composés formés à partir de CF_4 et H_2O, et une légère augmentation des pics 19, 20 et 28. On peut penser que le plasma crée un dégazage des parois ;

ceci expliquerait l'augmentation de la pression partielle d'eau. En outre il dissocie, ou empêche la formation des composés formés à partir de CF_4 et H_2O. Mais, et c'est le plus important, on n'observe pas de modification sensible du pic m/e = 85, caractéristique de l'ion $S_iF_3^+$ dont la molécule-mère est bien évidemment S_iF_4, et qui dans cette expérience reste à une amplitude très faible.

Ceci permet de conclure que le pic $S_iF_3^+$, observé en présence de la plaquette de silicium, provient bien de l'action du plasma sur les flancs du trou percé dans le silicium.

V.1.3. MESURES AVEC UNE SONDE ELECTROSTATIQUE

L'utilisation d'une sonde électrostatique est fréquente en physique des plasmas, car celle-ci permet de mesurer commodément la température électronique, parfois le potentiel plasma et la densité électronique. De telles mesures n'ont pu être effectuées ici : le courant mesuré sur la sonde fluctue beaucoup et dérive de façon permanente ; les résultats ne sont pas reproductibles et les caractéristiques de sonde ne présentent pas leur allure habituelle (pas de "coudes" marquant les courants de saturation ionique et électronique).

Une telle difficulté est courante avec ce type de plasma ; il a été suggéré [21] que dans les plasmas réactifs, l'interaction avec le matériau de la sonde (formation de dépôts en particulier) gêne les mesures, que ce soit avec une sonde simple ou avec une sonde double. Ceci a tout particulièrement lieu dans le CF_4, puisque, en phase plasma, il s'y produit des réactions de polymérisation du type : $CF_3 - (CF_2)_n - CF_3$.

De ce fait, la seule mesure possible a été celle du potentiel flottant V_f. La figure 2 présente les variations de ce potentiel en fonction de la puissance R.F. et de la pression. On voit que V_f croît avec la puissance électrique injectée, ce qui résulte d'une augmentation de la température électronique. On

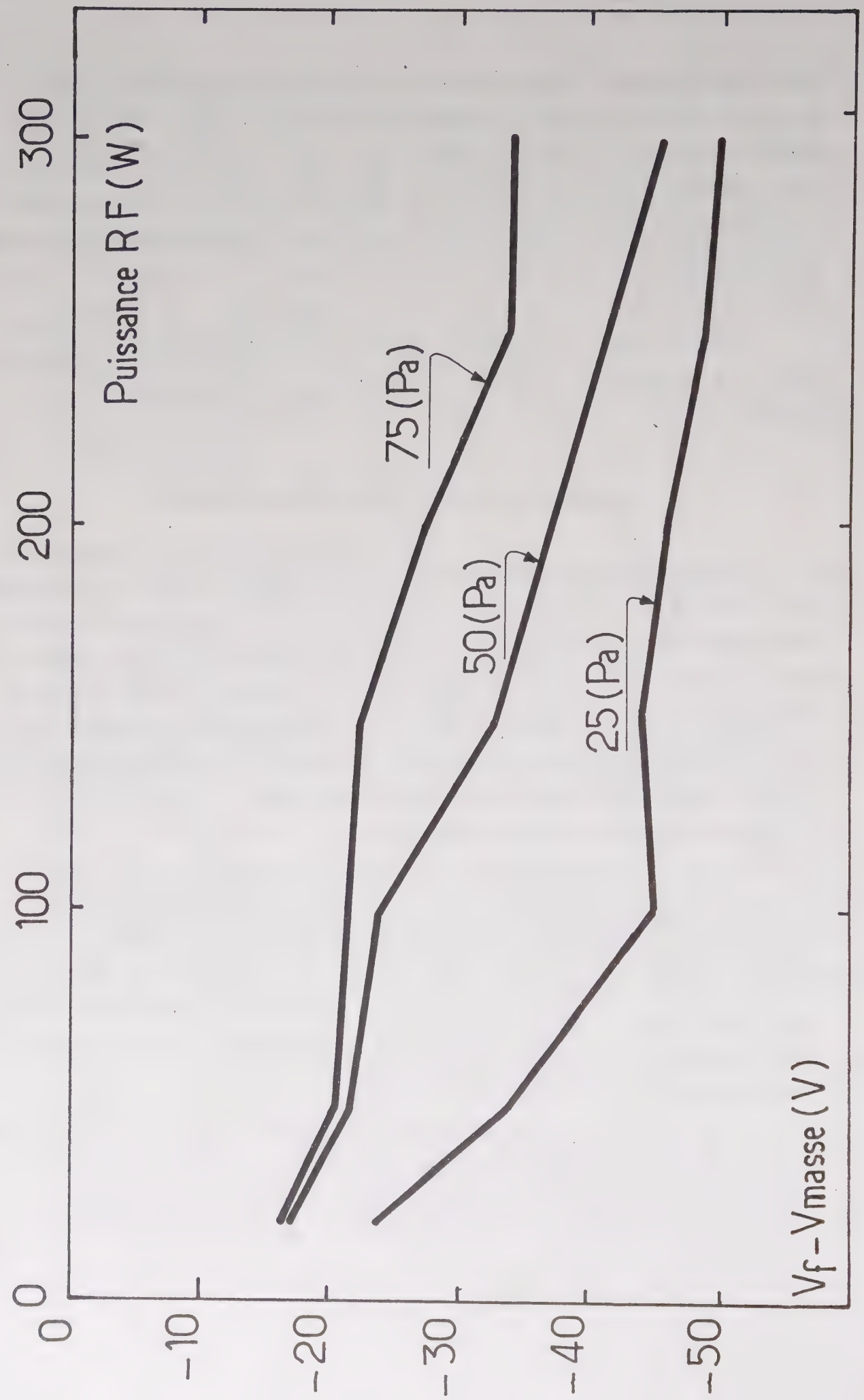


FIGURE 2 : Potentiel flottant

observe également que la valeur de V_f est élevée, et que la pression de neutres joue un rôle important. Il est possible que l'introduction de collisions ion -neutre et électron-neutre dans le modèle classique de gaine (III.3), permette d'égaliser les flux incidents pour une plus faible chute de potentiel ; mais les différences obtenues ici sont élevées. Elles conduisent à penser que la température électronique, elle-même élevée, varie avec la pression par l'intermédiaire des collisions électron-neutre.

V.1.4. DETECTION D'ONDES ACOUSTIQUES PAR LA SONDE ELECTROSTATIQUE

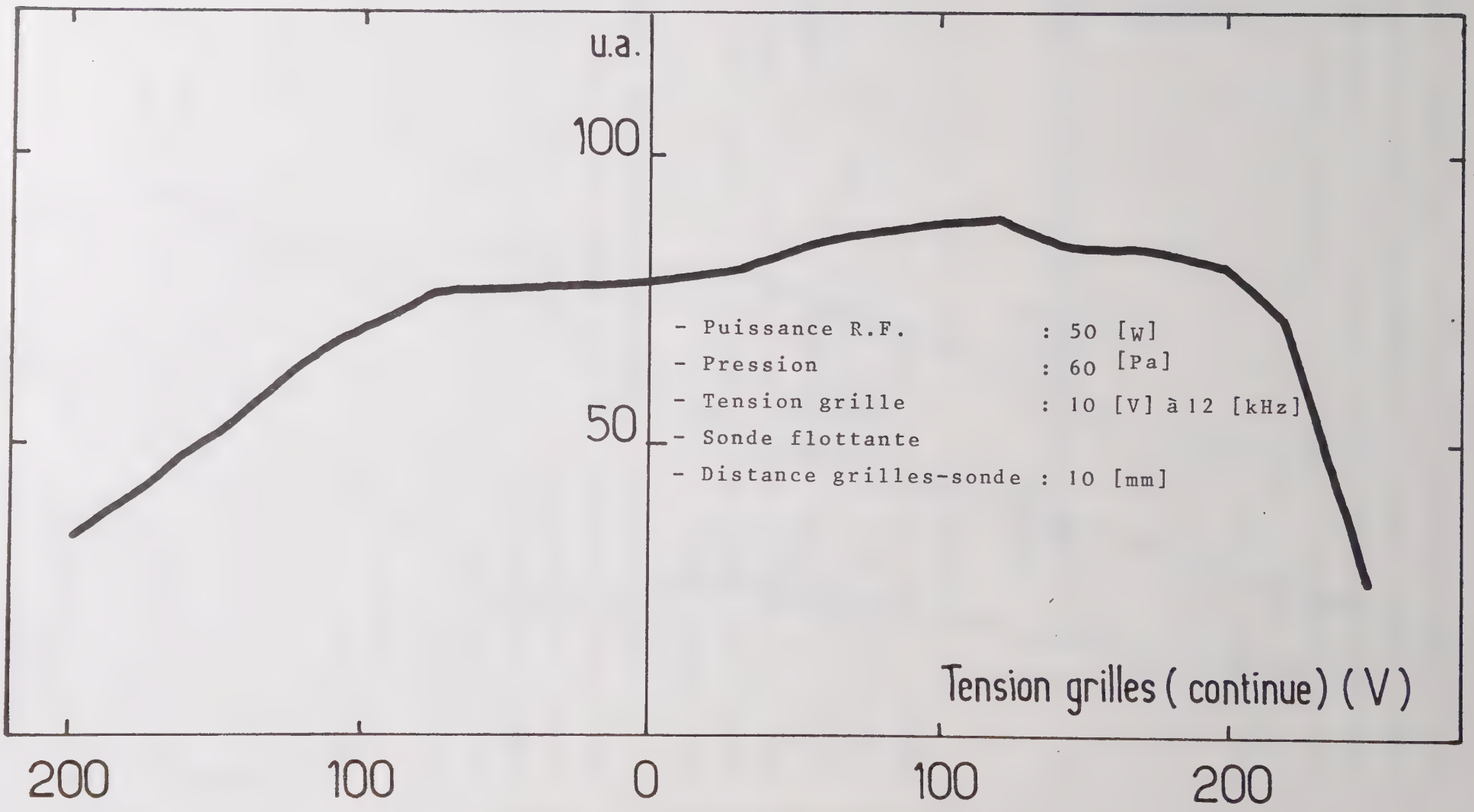
La détection sur la sonde d'ondes acoustiques ioniques émises par les grilles, n'a pas, contrairement aux mesures électrostatiques, posé de problème particulier. Dans cette expérience la sonde, placée au-dessus des deux grilles (la propagation de l'onde est supposée être la même au-dessus et au-dessous de ces deux grilles), est suivie d'un amplificateur à bande passante étroite, qui sert entre autres de filtre permettant d'éliminer la fréquence R.F..

Les grilles sont alimentées par une tension alternative, de telle sorte qu'il y ait un déphasage de π entre elles. Dans ce qui suit, la valeur de la tension alternative qui sera donnée, sera la tension crête-crête envoyée sur l'une quelconque des grilles, ou, ce qui revient au même, la valeur de la différence de potentiel maximum appliquée entre les grilles.

Des tensions continues peuvent en outre être appliquées, sur la sonde et sur les deux grilles. On peut ainsi modifier les gaines sur les grilles et sur la sonde, et donc modifier les conditions de couplage grilles-plasma pour la création de l'onde, et plasma-sonde pour la détection.

La figure 3 représente la tension alternative reçue sur la sonde en fonction de la tension continue appliquée *sur les*

FIGURE 3 : Influence de la tension continue des grilles sur le couplage des ondes.



grilles ; elle montre, les autres paramètres étant fixés, le phénomène de couplage évoqué ci-dessus.

On constate que c'est pour une tension V positive et de l'ordre d'une centaine de Volts, que l'excitation des ondes est la plus efficace. Or c'est avec des tensions positives que le potentiel des grilles est le plus proche du potentiel plasma, les grilles draînant tous les électrons en excès par rapport aux ions. Le fait que le meilleur couplage soit alors obtenu est normal.

Pour les grandes valeurs de V , une des deux espèces de particules est repoussée et fait défaut : les ondes acoustiques ioniques, dont l'existence même nécessite la présence des deux types de charges, ne peuvent être créées. En particulier, pour de trop fortes tensions positives (> 200 [V]), les ions sont chassés des gaines, et la chute de la courbe ci-contre est franche.

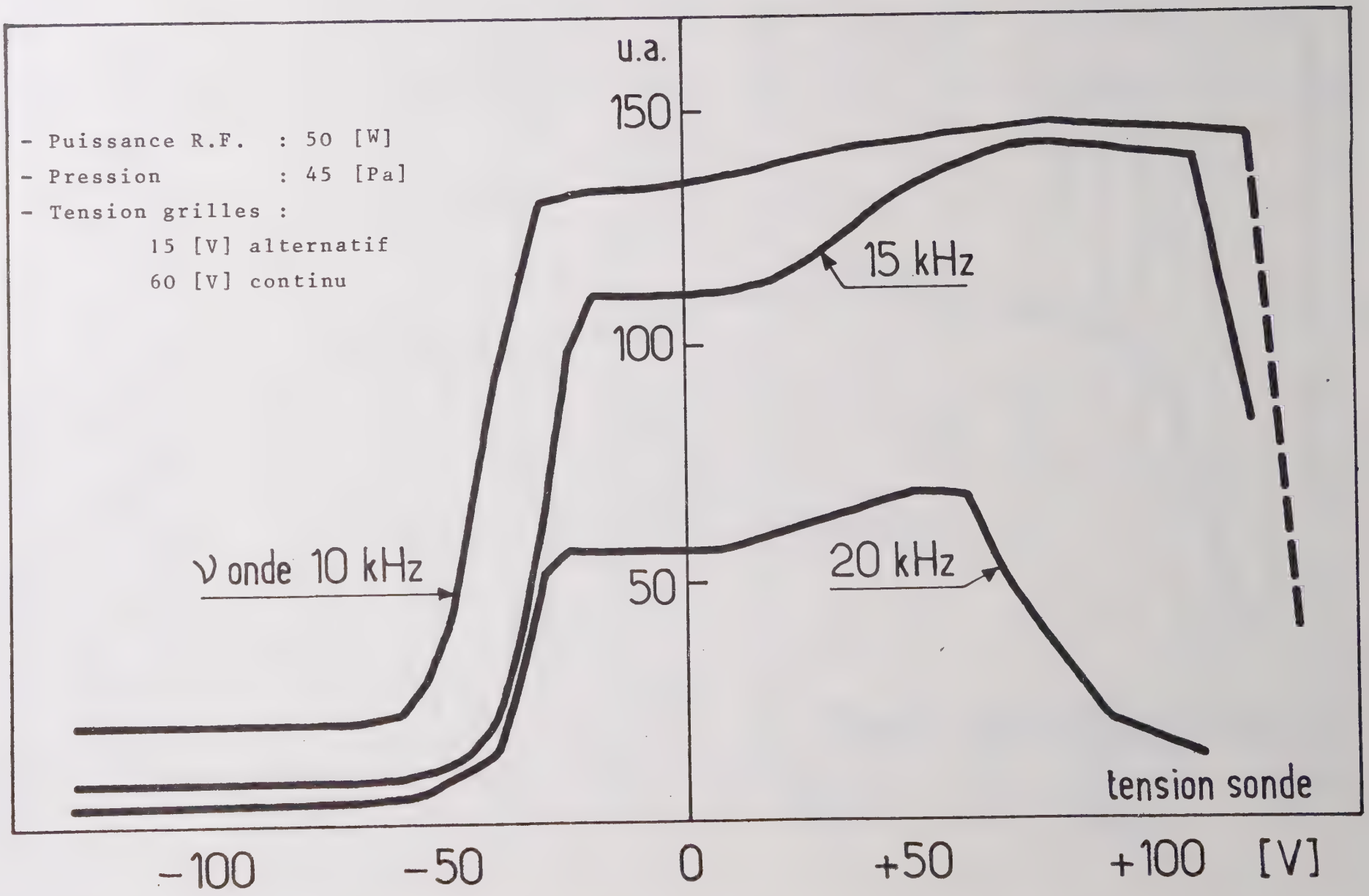
On retiendra cependant, qu'il est préférable de polariser positivement les grilles (vers 60 [V] par exemple) pour obtenir les meilleures conditions d'excitation des ondes.

La tension alternative reçue sur la sonde, mesurée en fonction de la tension continue appliquée *sur cette même sonde* (figure 4), a un comportement comparable à celui rencontré précédemment, ce qui peut s'interpréter de la même façon. Mais la décroissance du signal reçu, pour les valeurs les plus élevées de la tension, est encore plus nette ; tout particulièrement du côté des tensions négatives, c'est-à-dire pour une gaine sans électrons. Cet écart peut venir de la différence de géométrie entre les grilles et la sonde.

La forme "en plateau" très marquée des courbes de la figure 4, amène à penser qu'une étude détaillée des processus physiques mis en jeu dans une telle configuration, pourrait éventuellement apporter des renseignements sur le plasma.

La dernière série de mesures électrodynamiques effectuées avec la sonde est donnée sur la figure 5, qui représente l'in-

FIGURE 4 : Amplitude de la tension reçue en fonction de la tension continue sur la sonde



fluence de la fréquence d'excitation sur la propagation des ondes acoustiques ioniques. Le rapport de la tension alternative reçue sur la sonde à celle émise par les grilles, est porté en ordonnée.

La courbe ainsi obtenue montre un amortissement vers les fréquences croissantes, ce qui était attendu puisqu'on a vu (figure [III-6]: 4) que les ondes s'amortissent fortement quand on se rapproche de la fréquence plasma. On remarque que, à haute pression (60 [Pa]), l'influence de la puissance R.F. est faible, et qu'elle est plus nette à moyenne pression.

Le fait que la courbe, tracée à plus basse pression, présente l'apparence d'une courbe plus amortie, peut a priori paraître surprenant. Ceci peut être interprété en remarquant que l'amortissement est lié, non seulement aux collisions, mais également à la fréquence plasma ionique (III.6.1). Donc, si la baisse de pression se traduit par une baisse de densité, alors un déplacement de la fréquence plasma doit se traduire par une translation, des courbes de la figure 5, sur l'axe des fréquences.

Il faut également noter qu'entre la fluctuation de tension au niveau de la surface des grilles et celle reçue sur la sonde, il y a traversée de deux gaines : celle des grilles, et celle de la sonde. Or nous avons vu au chapitre III, que l'influence de la fréquence sur le facteur de transmission des ondes dans les gaines était très important. Mais ici les conditions sont suffisamment différentes des hypothèses posées pour établir notre modèle pour que, à défaut d'une analyse très poussée, on puisse correctement interpréter les courbes de la figure 5. D'une part l'onde se propage dans la gaine des grilles dans le sens paroi-plasma, inverse de celui que nous avons étudié. D'autre part la géométrie de la sonde est cylindrique et non plane. On aurait évidemment pu remplacer la sonde par un petit disque métallique, et chercher à observer les résonances prédites par la théorie. Mais pour cela, il faudrait connaître l'amplitude de l'onde dans le plasma, et il est vraisemblable que la relation qui lie cette amplitude à la tension d'excitation n'est pas simple.

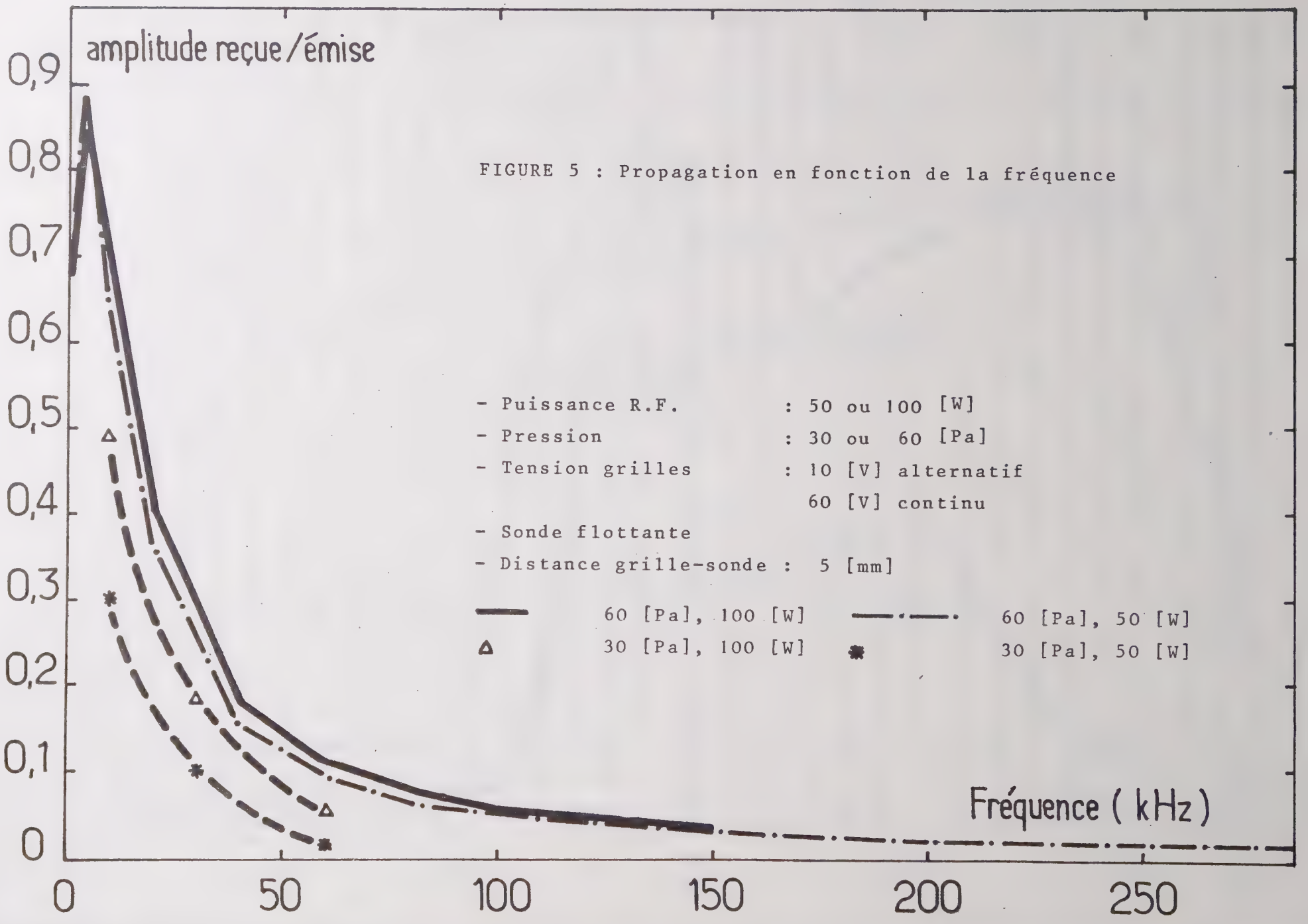


FIGURE 5 : Propagation en fonction de la fréquence

- Puissance R.F. : 50 ou 100 [W]
- Pression : 30 ou 60 [Pa]
- Tension grilles : 10 [V] alternatif
  60 [V] continu
- Sonde flottante
- Distance grille-sonde : 5 [mm]

——— 60 [Pa], 100 [W]
——·——· 60 [Pa], 50 [W]
△ 30 [Pa], 100 [W]
✱ 30 [Pa], 50 [W]

De ces mesures, on retiendra surtout qu'il est, dans notre cas, déconseillé d'utiliser des ondes de fréquences supérieures à 200 ou 300 [kHz] car l'amortissement de celles-ci est alors très grand.

La sonde ne pouvait pour des raisons pratiques être éloignée suffisamment des grilles pour pouvoir effectuer des mesures d'amortissement en fonction de la distance, et des mesures de déphasage. Cette dernière mesure, associée à une détermination de la masse des ions dominants, permettrait d'estimer la vitesse de phase et donc la température électronique (relation (4.12)).

Notons enfin qu'il a été observé, que l'extinction du plasma entraîne une réduction d'un facteur 30 des signaux reçus par la sonde (il s'agit alors d'un simple couplage capacitif). Ceci confirme que les ondes reçues sont portées par le plasma, et que, compte tenu de leur fréquence, il s'agit bien d'ondes acoustiques ioniques.

V.2. MESURES CONCERNANT LA GRAVURE

Lorsqu'on remplace le diaphragme inerte servant de microfuite pour le spectromètre de masse, par l'échantillon de silicium décrit en (IV.1), on n'observe pratiquement pas de modification du spectre de CF_4 tracé en présence d'un plasma (figure 1). En fait seul le pic 85 ($S_iF_3^+$) varie de manière notable, de même que, mais beaucoup moins, le pic 28.

Notons que l'ion $S_iF_4^+$ ($\frac{m}{e} = 104$) n'est pas observé, et que les éventuels ions $S_iF_2^+$, S_iF^+, S_i^+ et F^+ issus du S_iF_4 ont des rapports $\frac{m}{e}$, respectivement identiques aux ions CF_2O^+, CFO^+, N_2^+ et F^+ issus du CF_4 et du gaz résiduel. Ces derniers pics sont suffisamment intenses pour que les ions issus du S_iF_4 ne soient pas observables.

Dans ces conditions, le pic 85 sera adopté pour caractériser la gravure du silicium : à pression donnée le courant d'ions $S_iF_3^+$ est proportionnel au nombre de molécules S_iF_4 fournies.

V.2.1. POLARISATION DES GRILLES PAR UNE TENSION CONTINUE

Nous avons vu qu'une polarisation continue des grilles favorisait, toutes choses égales par ailleurs, l'excitation des ondes acoustiques. Mais l'expérience a montré que cette excitation avait, en elle-même, une action sur la gravure. Il a en effet été observé que cette tension continue modifiait l'amplitude du pic 85. Il est important de préciser que la polarisation des grilles n'apporte *aucune modification apparente sur les autres pics*, en particulier sur ceux (19,20,28) qui étaient légèrement modifiés lors de l'allumage d'un plasma (V.1.2). Il est donc exclu que la polarisation des grilles agisse comme si une décharge secondaire était créée dans la décharge R.F., augmentant par exemple l'ionisation, et donc le taux de production d'espèces actives.

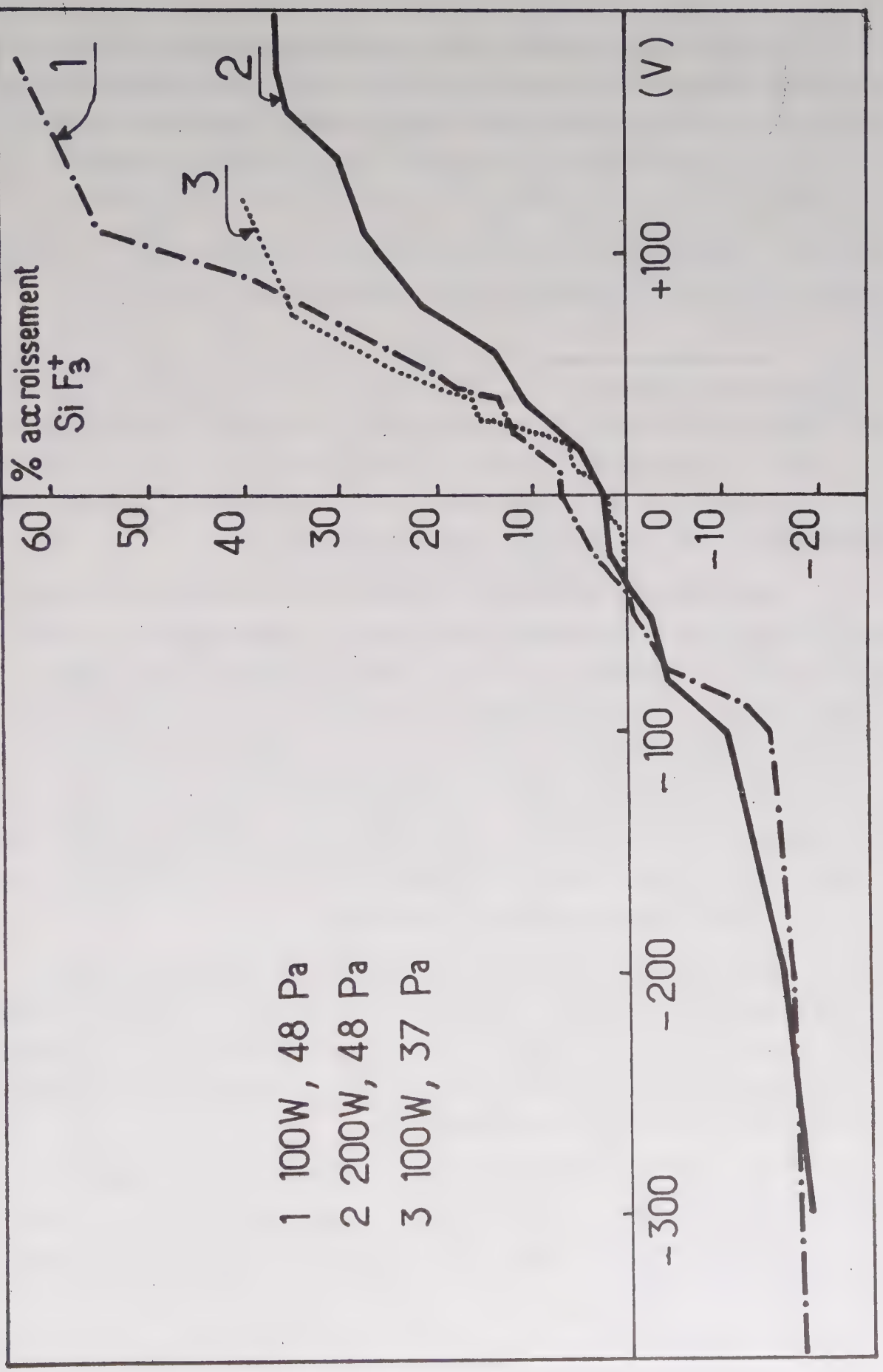


FIGURE 6 : Effet de la tension continue sur la gravure

La tension positive, outre qu'elle améliore la production d'ondes acoustiques, accroît l'énergie des ions positifs allant vers le substrat, et agit donc dans le même sens que le potentiel de gaine. Ce résultat n'était pas évident a priori, car la grille la plus proche du silicium est à une distance supérieure au libre parcours moyen des ions. Tout se passe en fait, comme si les collisions ion-neutre ne parvenaient pas à absorber toute l'énergie directive fournie par la tension continue.

Nous allons montrer les variations de l'amplitude du pic $S_iF_3^+$, en fonction de la tension grille. Les variations relatives de $S_iF_3^+$ sont normalisées à l'amplitude observée lorsque les grilles sont au potentiel flottant ; dans chaque cas, on soustrait de l'amplitude du pic considéré, celle observée en l'absence de plasma.

Quelques résultats sont portés sur la figure 6, où on a fait varier la tension appliquée dans un large domaine (-300, +200 [V]). Une augmentation de l'amplitude du pic 85 allant jusqu'à 60 % est observée, ce qui représente un accroissement du même ordre de la vitesse de gravure obtenue par désorption stimulée. Pour les tensions plus négatives que le potentiel flottant, on observe une diminution de la gravure (diminution qui présente une saturation à partir de -100 [V]). Ceci peut s'expliquer par l'effet d'attraction exercé par les grilles sur les ions, qui réduit le bombardement ionique du substrat.

Ces résultats suggèrent en outre que le bombardement électronique ne joue pas un rôle actif dans la réaction de gravure : sinon on n'observerait pas une diminution de la gravure, quand la polarisation négative des grilles augmente l'énergie des électrons venant frapper le substrat.

Le fait que l'accroissement relatif de $S_iF_3^+$ observé à 200 [W] est moindre qu'à 100 [W], n'a pu être encore expliqué ; il le sera lorsque l'énergie des ions, au niveau du substrat, aura été analysée.

Signalons que pour ces mesures, nous avons créé le plasma dans un flux de CF_4, et ce pour essayer de maintenir les conditions de l'expérience aussi stables que possible. Il est néanmoins nécessaire de mesurer à nouveau l'amplitude du pic en l'absence de tension, avant de relever chaque point de la figure 6.

Cette amplitude dérive en effet d'environ 2 % par minute, vraisemblablement à cause d'une augmentation de la température dans l'enceinte,produite par la décharge. Il a été à cette occasion observé que le temps de réponse du système à l'application d'une tension sur les grilles est de l'ordre de 0,3 [s], ce qui permet d'effectuer des mesures en des temps relativement courts.

V.2.2. POLARISATION DES GRILLES PAR UNE TENSION CONTINUE ET UNE TENSION ALTERNATIVE

Pour vérifier le modèle théorique précédent et les hypothèses effectuées, on impose aux grilles une tension alternative superposée à une tension continue. On observe alors, un accroissement de l'amplitude du pic $S_iF_3^+$, accroissement qui s'ajoute à celui dû à la tension continue seule. Cette dernière a alors un effet combiné sur la gravure : elle joue tant sur l'énergie des ions venant frapper le substrat, que sur les conditions de couplage.

La figure 7 montre cet effet combiné de la tension continue, l'accroissement du pic $S_iF_3^+$ est celui observé par comparaison avec le cas où la tension continue est flottante. On voit que pour des conditions de décharge données, cette tension présente un effet optimum sur la gravure ; le fait que cet effet décroisse à partir d'une certaine tension ne s'explique pas simplement, compte tenu du rôle complexe joué par celle-ci.

Les résultats les plus significatifs sont ceux qui montrent la variation de $S_iF_3^+$ en fonction de la fréquence. Cette variation est celle obtenue par comparaison avec le cas où la

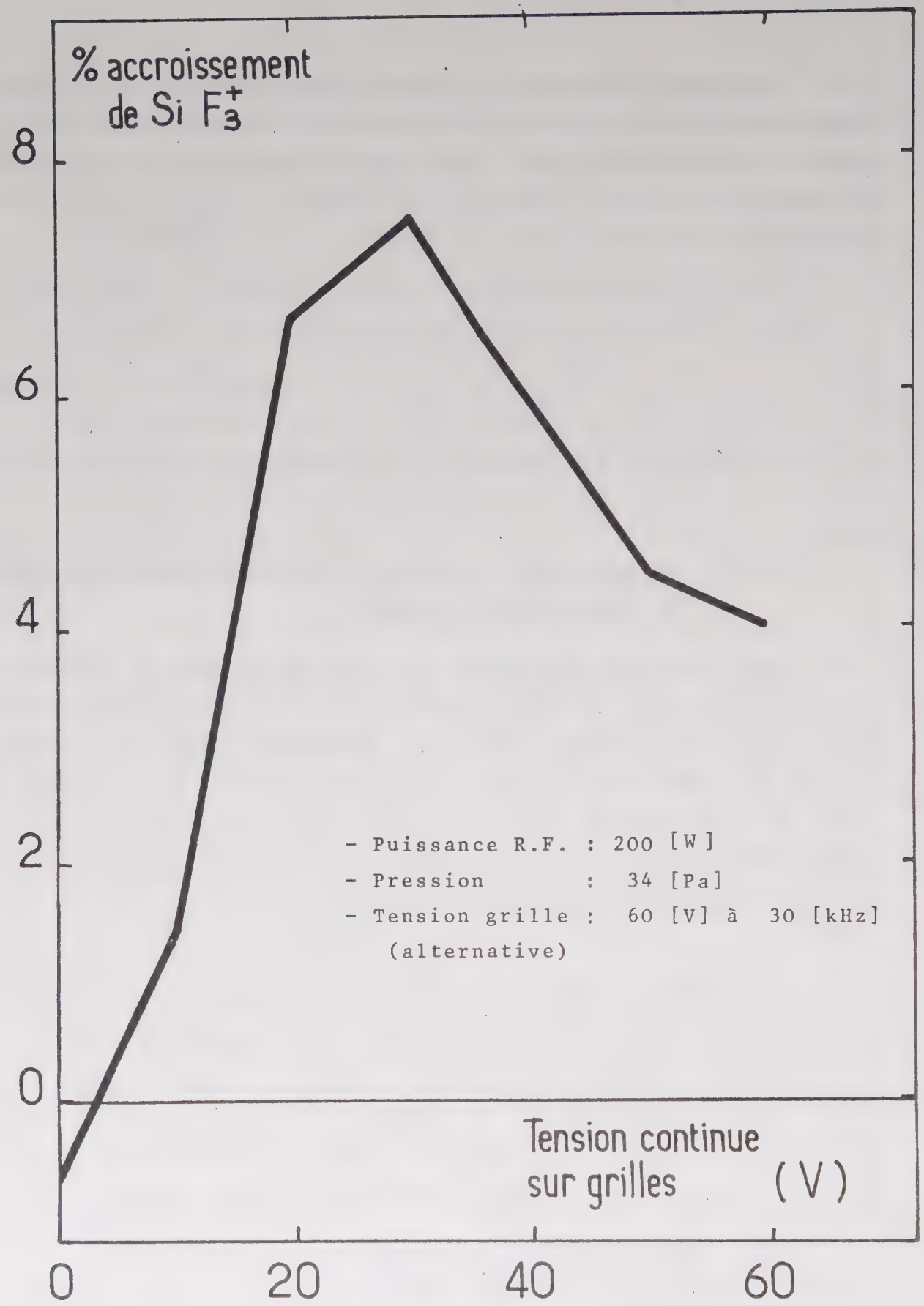


FIGURE 7 : Optimisation de la tension continue (à fréquence constante).

tension alternative est nulle, mais où la tension continue reste maintenue pour que puisse être bien distingué l'effet dû à l'onde proprement dite. On observe alors une influence de la fréquence comparable à celle du modèle théorique.

On voit, sur la figure 8, qu'au sommet de la résonance, l'accroissement du pic $S_iF_3^+$ atteint 10 %. Les deux valeurs de la puissance R.F. utilisées, ont une influence, somme toute, assez faible. Précisons que les valeurs de la tension continue sont différentes, parce qu'elles ont été ajustées pour optimiser le taux de gravure.

Le rôle de la pression mérite plus d'attention. Les exemples montrés figure 8 indiquent une pression plus élevée que celle ordinairement utilisée en gravure ionique réactive. L'expérience a montré que les mesures s'effectuaient avec difficulté à plus basse pression, et ceci pour deux raisons. D'une part à basse pression, la densité de réactants est plus faible et la quantité de $S_iF_3^+$ observée décroît ce qui nécessite une amplification élevée. Le bruit de fond devient alors gênant et masque les variations relatives. D'autre part, tout le montage repose sur le transfert obligé, au travers du trou aux bords en silicium, des produits de la réaction, notamment S_iF_4. Mais, lorsque le libre parcours moyen des ions et des neutres, cesse d'être petit devant le diamètre du trou, une partie des molécules désorbées du silicium n'est pas entraînée vers le spectromètre de masse. Les produits de la réaction sont alors réinjectés dans le plasma d'où ils sont entrainés vers la pompe par le flux de gaz neutre qui est établi. Ceci concourt à faire baisser la quantité *apparente* de S_iF_4 observée par le spectromètre de masse. Nous admettrons donc que tous les phénomènes observés à haute pression sont transposables à basse pression ; pour des raisons purement pratiques il n'est pas possible de les mettre en évidence ici. Cette hypothèse est renforcée par le fait que, avec de grands libres parcours moyens les ondes sont moins amorties, et également l'influence de la tension de la grille s'exerce plus facilement.

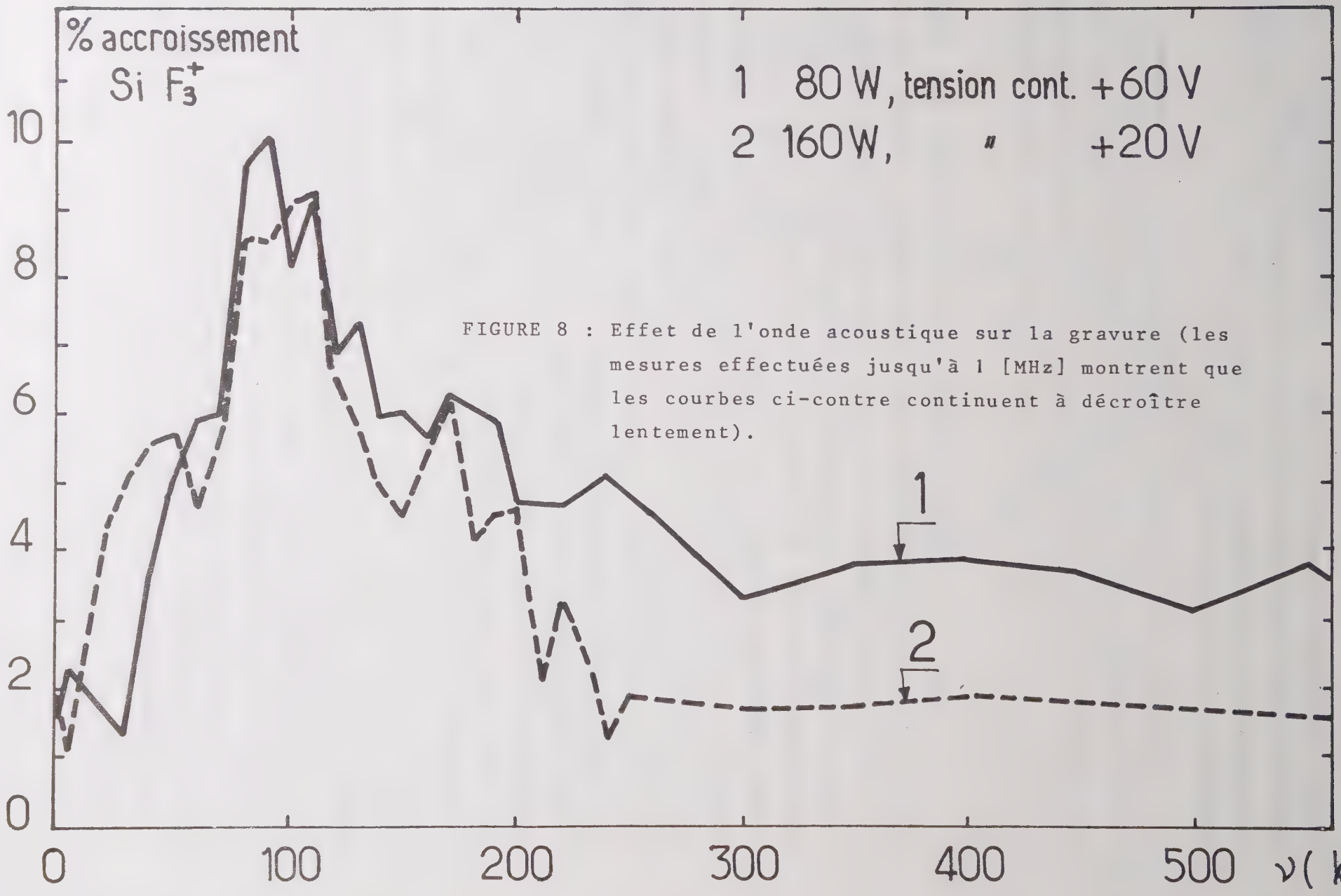


FIGURE 8 : Effet de l'onde acoustique sur la gravure (les mesures effectuées jusqu'à 1 [MHz] montrent que les courbes ci-contre continuent à décroître lentement).

Nous avons établi (III.6) une relation entre l'abscisse de la résonance et la fréquence plasma : $\nu_r = 0,68 \times F_p$. Si cette relation est appliquée aux courbes de la figure 8 avec ν_r de l'ordre de 100 kHz, on en déduit une valeur de la densité très faible, de l'ordre de $10^{13}\left[m^{-3}\right]$ Mais il y a lieu de se rappeler que les grilles sont situées très près de la lisière de la gaine ; la tranche de plasma ainsi délimitée, que nous appelions "coeur du plasma" dans le modèle théorique, a une densité locale plus faible qu'au centre de la décharge. La relation précédente n'est donc pas utilisable dans ces conditions expérimentales pour déterminer la densité de la décharge.

Il y a enfin lieu, évidemment, de se poser la question de savoir si la phénomène observé figure 8, correspond bien à l'effet d'ondes acoustiques ioniques. Deux observations permettent de répondre affirmativement à cette question :

- la fréquence de la perturbation joue le rôle que le modèle théorique permettait de prévoir

- aucun effet comparable n'est observé sur un autre pic que celui qui est associé à la production de S_iF_4.

D'autre part, un éventuel phénomène de résonance, dû à la longueur finie du parcours des ondes, semble exclu car on observe, en éloignant les grilles du silicium, une baisse de l'amplitude de la résonance, mais pas de déplacement de celle-ci.

V.3. CONCLUSION

Les résultats des mesures effectuées sont conformes aux conclusions du modèle théorique adopté. L'allure générale des résonances prédites par la théorie, est bien retrouvée expérimentalement. L'importance du bombardement de particules chargées est ainsi mise en évidence ; l'expérience utilisant une polarisation continue des grilles montre en outre que le bombardement ionique joue un rôle prépondérant, les électrons n'ayant pas d'influence apparente.

La résonance d'une onde acoustique ionique, induit bien un accroissement du taux de gravure, ainsi qu'une tension continue de polarisation.

On peut donc conclure que la désorption stimulée du tétrafluorure de silicium est dépendante du bombardement ionique et qu'elle croît avec l'énergie incidente des ions.

Il y a maintenant lieu de mesurer les variations de l'énergie des ions, en fonction de la fréquence de la tension d'excitation des grilles, et de la tension continue qui leur est appliquée. Ceci peut être effectué en substituant à la chambre d'ionisation du spectromètre de masse un dispositif d'analyse en énergie des ions.

Cette mesure permettra d'effectuer directement des corrélations entre l'énergie du bombardement ionique et le taux de désorption de S_iF_4, et donnera donc la possibilité de déterminer les conditions de fonctionnement les meilleures pour réaliser les opérations de gravure.

APPENDICE A

TECHNIQUES NUMERIQUES

A.1. INTEGRATION D'UNE EQUATION DIFFERENTIELLE : METHODE D'EULER

Pour intégrer l'équation (III.3.7) qui est du type :

$$y' = F(x,y) \qquad (1)$$

on utilise la méthode d'Euler modifiée par la technique de prédiction-correction [15]. Connaissant $y_i = y(x_i)$, on calcule $y_{i+1} = y(x_{i+1} = x_i + h)$ par :

- prédiction : $y_{i+1}^{(0)} = y_i + h\, F(x_i, y_i)$

- correction : $y_{i+1}^{(n+1)} = y_i + \frac{h}{2}\left[F(x_i,y_i) + F(x_{i+1}, y_{i+1}^{(n)})\right]$

La correction est réitérée (n+1) fois jusqu'à l'obtention de la condition :

$$\left|\frac{y_{i+1}^{(n+1)} - y_{i+1}^{(n)}}{y_{i+1}^{(n+1)}}\right| < \varepsilon \,, \qquad \varepsilon \text{ étant donné}$$

L'intérêt de la correction peut se montrer graphiquement (figure 1).

La pente de la droite permettant d'interpoler $y_{i+1}^{(0)}$ est prise égale à la dérivée en x_i. Mais pour interpoler $y_{i+1}^{(1)}$, on prend pour pente, une moyenne de la dérivée en x_i et de la dérivée en x_{i+1} ; cette dernière ne pouvant être calculée que de manière approchée, puisqu'on n'a qu'une valeur approchée $y_{i+1}^{(0)}$ à injecter dans (1) ; et ainsi de suite...

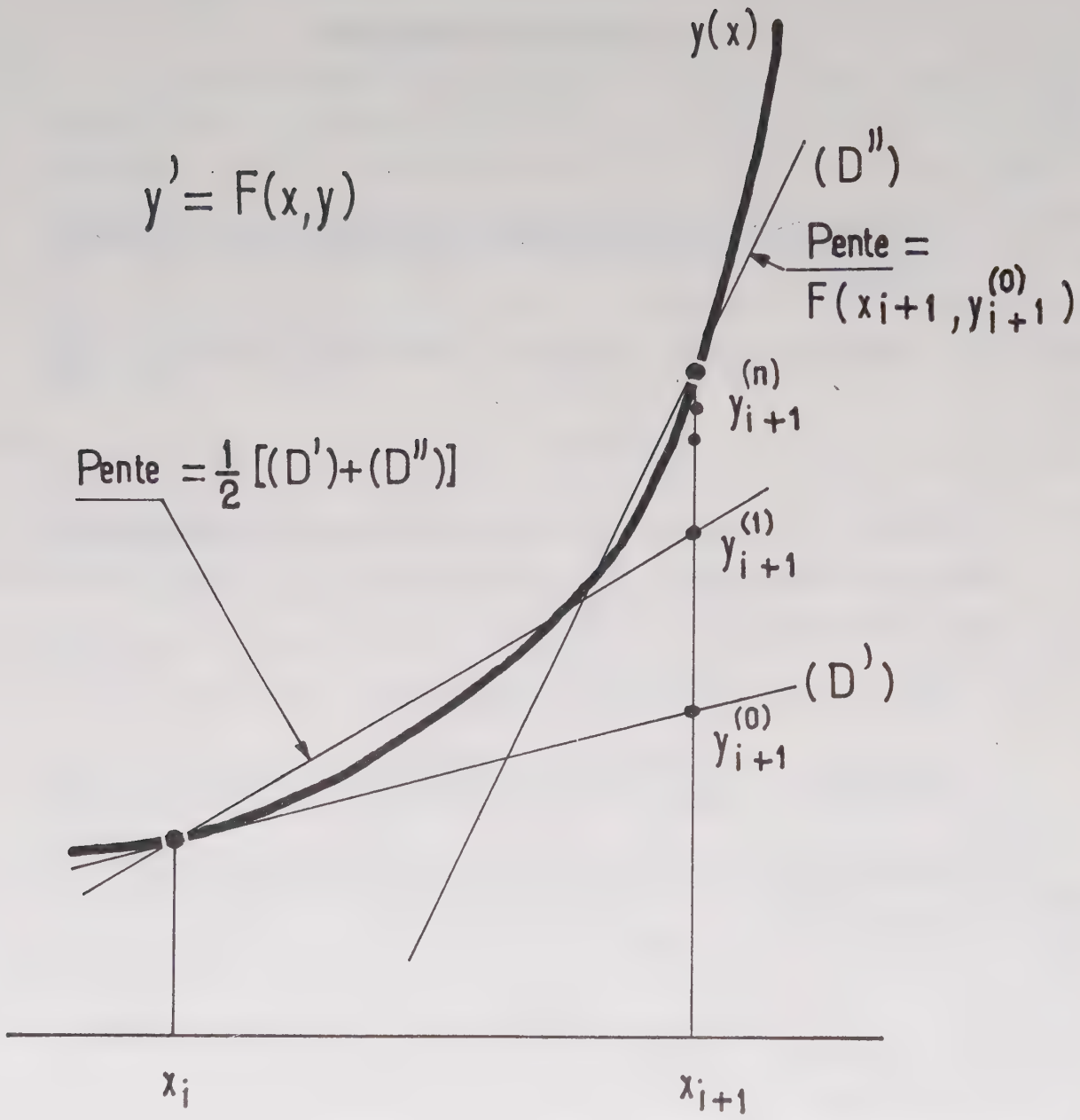


FIGURE 1 : Interprétation graphique des "corrections" dans la méthode d'Euler.

Cette méthode permet de tenir compte de la courbure de y ; on peut, en effet, démontrer analytiquement que chaque correction équivaut à la prise en compte d'une dérivée supplémentaire dans le développement de Taylor de la fonction y.

Dans notre cas, la fonction G est à variation suffisamment régulière, pour que cette méthode donne des résultats ayant une très bonne précision.

A.2. METHODE DE RUNGE-KUTTA D'ORDRE 4

Elle permet d'intégrer un système différentiel du type :

$$y'_j = f_j(x, y_1, \ldots, y_n)$$

où j = 1 à n, n étant l'ordre du système.

Dans notre cas, n est égal à 8 car le système (S) de (III.4) comporte quatre équations à coefficients complexes, qui chacune doivent être séparées en deux relations ne contenant que des grandeurs réelles.

Pour l'intégration, on calcule les 4n coefficients :

$$k_j^1 = h \cdot f_j\left(x, y_1(x), \ldots, y_n(x)\right)$$

$$k_j^2 = h \cdot f_j\left(x + \frac{h}{2},\ y_1(x) + \frac{k_1^1}{2}, \ldots, y_n(x) + \frac{k_n^1}{2}\right)$$

$$k_j^3 = h \cdot f_j\left(x + \frac{h}{2},\ y_1(x) + \frac{k_1^2}{2}, \ldots, y_n(x) + \frac{k_n^2}{2}\right)$$

$$k_j^4 = h \cdot f_j\left(x + h,\ y_1(x) + h_1^3, \ldots, y_n(x) + k_n^3\right)$$

(j = 1,...,n) et h est le pas d'intégration.

On détermine alors :

$$y_j(x + h) \simeq y_j(x) + \frac{1}{6}(k_j^1 + 2k_j^2 + 2k_j^3 + k_j^4)$$

L'erreur commise en utilisant ces formules est de l'ordre de h^5 [13] ; on peut considérer que leur utilisation est une forme de généralisation de la méthode d'Euler.

A.3. RACINES D'UN POLYNOME A COEFFICIENTS COMPLEXES

La détermination du vecteur d'onde k s'effectue en résolvant l'équation de dispersion (III.4.10) qui est une équation algébrique du quatrième degré, le polynôme étant à coefficients complexes. Une telle équation a une solution analytique qui peut être déterminée par la méthode de Ferrari ; mais compte tenu de la lourdeur de celle-ci, lourdeur qui risque de masquer les comportements physiques des solutions, nous avons préféré opter pour une méthode numérique itérative [8].

A.3.1. Généralités sur les méthodes itératives

Pour résoudre l'équation $F(x) = 0$, il faut commencer par trouver une transformation mathématique telle que celle-ci se mette sous la forme équivalente : $f(x) = x$.

La formule d'itération est alors : $x_{n+1} = f(x_n)$.

Pour examiner les conditions de convergence, posons : $e_n = x - x_n$.

On peut alors écrire :

$$x_{n+1} = f(x_n) = f(x) - e_n f'(x) + \frac{e_n^2}{2} f''(x) + \ldots$$

soit, comme $f(x) = x$:

$$e_{n+1} = e_n f'(x) - \frac{e_n^2}{2} f''(x) + \ldots$$

une méthode itérative ne converge donc que si $|f'(x)| < 1$.

Mais si l'on réussit à trouver une fonction f (il faut noter que la transformation F → f n'est en général pas unique) telle que f'(x) ≠ 0, alors la convergence est très rapide surtout quand on est au voisinage immédiat de la racine ($|e_n| < 1$). On a alors affaire à un processus itératif du second ordre.

A.3.2. La méthode itérative de Raphson-Newton

Soit x une racine réelle, non multiple de la fonction F, et soit X un point au voisinage de cette racine. Il est possible d'écrire :

$$0 = F(x) \simeq F(X) + (x - X)F'(X)$$

$$\text{soit : } x \simeq X - \frac{F(X)}{F'(X)}$$

Cette relation nous suggère la formule d'itération :

$$x_{n+1} = x_n - \frac{F(x_n)}{F'(x_n)}$$

La fonction f précédemment définie s'écrit alors :

$$f = 1 - \frac{F}{F'} \quad \text{soit} \quad f' = \frac{FF''}{(F')^2} \quad \text{ce qui implique}$$

que si x est racine, alors f'(x) = 0. La méthode de Newton est donc un processus itératif du deuxième ordre, et son efficacité justifie son emploi très fréquent (sous réserve que F'(x) ≠ 0, i.e. racine non multiple). Cette méthode se généralise aisément au cas des fonctions de plusieurs variables ainsi qu'au cas, qui nous intéresse plus particulièrement, des fonctions complexes de variables complexes.

A.3.3. Racines d'un polynôme

Considérons maintenant le polynôme à coefficients complexes :

$$P(z) = a_o z^n + a_1 z^{n-1} + \ldots a_n$$

On peut calculer les n+1 coefficients (schéma de Horner) :

$$h_o = a_o$$

$$h_1 = a_1 + zh_o$$

$$h_n = a_n + zh_{n-1}$$

par une factorisation de P, on peut remarquer que :

$$P(z) = h_n$$

Notons que cette procédure de calcul de P(z) est la plus économe en opérations élémentaires (additions, multiplications). Examinons maintenant la division de P(z) par un monôme z-r.

Posons : $P(z) = (z-r)Q(z) + R(z)$ avec

$$Q(z) = C_o z^{n-1} + \ldots + C_{n-1}$$

$$R(z) = C_n$$

Par identification, on peut en déduire la série des C_i :

$$C_o = a_o$$

$$C_1 = a_1 + rC_o$$

$$C_n = a_n + rC_{n-1}$$

Les coefficients du polynôme Q, résultant de la division de P par z-r, sont ainsi déterminés. Si r est une des racines de P alors on a bien évidemment :

$$C_n = R(r) = P(r) = 0$$

Enfin on peut calculer une autre série de n coefficients :

$$d_o = h_o$$

$$d_1 = h_1 + z d_o$$

$$d_{n-1} = h_{n-1} + z d_{n-2}$$

dont on peut voir facilement que : $d_{n-1} = P'(z)$ (polynôme dérivé de P).

Pour trouver les racines de P(z), on prend une valeur z_o initiale arbitraire (par exemple 1 + i) et on applique la formule itérative de Newton qui s'écrit maintenant :

$$z_{j+1} = z_j - \frac{h_n(z_j)}{d_{n-1}(z_j)}$$

Ces itérations convergent vers la racine la plus proche de z_o dans le plan complexe. Une fois celle-ci déterminée, on divise le polynôme par z-r, où r est cette racine, et l'on recommence jusqu'à l'obtention d'un polynôme du second degré. Les deux dernières racines sont alors calculées analytiquement. Un critère de convergence du calcul vers la valeur finale, est :

$$\frac{|z_{j+1} - z_j|}{|z_{j+1}|} < \varepsilon$$

avec, par exemple, $\varepsilon = 10^{-2}$; lorsque cette condition est satisfaite, on effectue quelques itérations de plus (4 à 6), car alors la convergence du second ordre joue son rôle à plein : on *double* le nombre de décimales exactes à chaque itération.

Avant d'appliquer cette méthode, il est néanmoins préférable d'effectuer un changement de variable sur le polynôme P de départ, afin de transformer celui-ci en un polynôme pour lequel $a_o = a_n = 1$, de telle sorte que les racines aient un module ne différant pas de plus de quelques ordres de grandeur de l'unité. Il suffit pour cela de poser :

$$z = \left(\frac{a_n}{a_o}\right)^{1/n} y$$

Dans notre cas, la détermination des racines de (III.4.10) quand $v_i^o = v_g$, cela revient à poser :

$$k = \left[\frac{n^o}{n}(\omega^2 - i\omega\nu_c)\right]^{1/4} \frac{1}{\sqrt{\lambda_D v_g}} y \qquad (A.1)$$

(III.4.10) se transforme alors en :

$$y^4 + (2\omega - i\nu_c)\sqrt{\frac{\lambda_D}{v_g}}\left[\frac{n^o}{n}(\omega^2 - i\omega\nu_c)\right]^{-1/4} y^3 + \frac{\lambda_D}{v_g}\sqrt{\frac{\omega^2 - i\omega\nu_c}{\frac{n^o}{n}}}\, y^2$$

$$+ (2\omega - i\nu_c)\sqrt{\frac{v_g}{\lambda_D}}\left[\frac{\frac{n^o}{n}}{(\omega^2 - i\omega\nu_c)^3}\right]^{1/4} . y + 1 = 0$$

auquel on applique le traitement décrit ci-dessus avant de remonter à k par (A.1).

APPENDICE B

EVALUATION DE LA VALEUR DE L'IMPEDANCE DU PLASMA

On peut donner un modèle simple, permettant de décrire l'impédance apparente que prend un plasma dans une décharge R.F. capacitive.

Considérons pour cela un plasma créé entre deux électrodes circulaires de diamètre D et distantes de ℓ. Nous allons chercher à évaluer l'impédance du plasma $Z_p = X + iY$, en considérant que les deux gaines, d'épaisseurs moyennes ℓ_g, jouent le rôle de deux condensateurs (elles représentent les zônes où le potentiel varie de manière notable), et que dans le coeur du plasma circule un courant :

$$j = \sigma E + \varepsilon_o \frac{\partial E}{\partial t}$$

Calculons d'abord la contribution du coeur du plasma à l'impédance. La formule ci-dessus devient, pour un champ excitateur harmonique :

$$j = (\sigma + i\omega_o \varepsilon_o) E$$

Nous supposerons que la conductivité du plasma est essentiellement électronique, ce qui permet d'expliciter σ

$$j = \left(\frac{ne^2}{m_e (\nu_{e-o} + i\omega_o)} + i\omega_o \varepsilon_o \right) E$$

Dans les cas courants, on a :

$$\nu_{e-o} > 1 \text{ GHz}, \quad \omega_o = 2\pi \times 13{,}56 \text{ MHz}$$

et $$n \simeq 10^{15} \text{ m}^{-3}$$

si bien que $\nu_{e-o} >> \omega_o$ et $\sigma >> \omega_o \varepsilon_o$. Le plasma est alors principalement résistif :

$$j = \frac{ne^2}{m_e \nu_{e-o}} E$$

Soit en faisant apparaître le courant I et la chute de potentiel ΔV :

$$I = \frac{\sigma S}{\ell} \Delta V$$

ou encore : $$X = \frac{\ell}{\sigma S}$$

Compte tenu de $\nu_{e-o} = n_o \sigma_{e-o} \bar{w}_e$ avec

$$n_o = \frac{P}{KT_o} \quad \text{et} \quad \bar{w}_e = \sqrt{\frac{8KT_e}{\pi m_e}}$$

on peut écrire :

$$\boxed{X = A \times \frac{p \ell \sigma_{e-o} \sqrt{T_e}}{n_e D^2 T_o}}$$

où $$A = \frac{8}{e^2} \sqrt{\frac{2m_e}{K\pi^3}} \simeq 2{,}0.10^{34}$$

Seules les gaines contribuent alors à la partie imaginaire de l'impédance Z_p. La capacité de l'une d'entre elles vaut :

$$C_g = \varepsilon_o \frac{S}{\ell_g}$$

soit : $$Y = - \frac{1}{\omega_o \frac{C_g}{2}}$$

ou encore : $$Y = - \frac{8}{\varepsilon_o \pi} \times \frac{\ell_g}{\omega_o D^2}$$

Dans le cas $\omega_o = 2\pi \times 13,56$ MHz

$$Y = -3,4.10^3 \times \frac{\ell_g}{D^2}$$

APPENDICE C

NOTATIONS UTILISÉES DANS LE CHAPITRE III

d	:	distance de propagation des ondes dans le plasma
dét( )	:	déterminant de ( )
e	:	charge de l'électron en valeur absolue
E	:	champ électrique
$\mathscr{E}$	:	module du champ électrique dans l'onde
F_p	:	fréquence plasma ionique
G	:	potentiel réduit
i	:	$i^2 = -1$
k, k_c	:	nombres d'onde
K	:	constante de Boltzmann
m, m_i, m_e	:	masse des particules (neutre, ion, électron)
$n, n_e, n_g, n_i, n_o, n^o, n_+, n_-$	:	densités de particules [m^{-3}]
$\mathscr{N}$	:	module de la densité ionique dans l'onde
R	:	rapport d'amplification de l'onde
s	:	taux d'ions négatifs
T_e, T_i	:	températures électronique et ionique [K]
u	:	vitesse de phase des ondes acoustiques ioniques
v_i, v_g	:	vitesse macroscopique des ions
V_{auto}	:	tension d'autopolarisation
V_c	:	potentiel de la cathode
V_f	:	potentiel flottant
V_o	:	tension crête délivrée par le générateur R.F.
V_p	:	potentiel du plasma

$\mathcal{V}$: module de la vitesse ionique dans l'onde

$\overline{w}_i$, $\overline{w}_e$: vitesses thermiques ionique et électronique

x_g, x_p : abscisses (entrée de la gaine et paroi)

ε_o : permittivité diélectrique du vide

λ_D : longueur de Debye

ν : fréquence des ondes acoustiques ioniques

ν_c : fréquence de collisions ion-neutre

ν_{e-o} : fréquence de collision électron-neutre

ν_r : fréquence de résonance

σ_{i-o} : section efficace (totale) de collisions ion-neutre

φ : potentiel électrostatique ($\varphi = 0$ dans le plasma)

Φ : module du potentiel dans l'onde

Φ_i, Φ_e : flux d'ions et d'électrons atteignant les électrodes $[s^{-1}\ m^{-2}]$

ω : pulsation des ondes acoustiques ioniques

ω_o : pulsation du champ R.F. ($2\pi \times 13{,}56$ MHz)

Ω_p : pulsation plasma ionique

Le symbole ' représente une dérivation par rapport à l'espace.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[1] ALEXEFF I., NEIDIGH R.V., Observations of ionic sound waves in plasmas : their properties and applications.
Phys.Rev. 129, 516 (1963)

[2] BELL A.T., An introduction to plasma processing.
Solid State Technology, 21-4, 89 (1978)

[3] BRUCE R.H., Frequency dependence of CCl_4 etching.Proceeding of the symposium on Plasma Etching and Deposition.
The electrochemical society, inc, 81-1, 243 (1981)

[4] BRUCE R.H., Anisotropy control in dry etching.
Solid State technology, 24-10, 64 (1981)

[5] BOYD G.D., COLDREN L.A., STORZ F.G., Directional reactive ion etching at oblique angles.
Appl.Phys.Lett. 36, 583 (1980)

[6] CHEN F.F., Introduction to plasma physics.
Plenum Press (New York):(1974)

[7] DAWSON P.H., Quadrupole mass spectrometry.
Elsevier scientific publishing company (Amsterdam) : (1976).

[8] DURAND E., Solutions numériques des équations algébriques.
Masson (Paris):(1972)

[9] FLAMM D.L., Measurements and mechanisms of etchant production during the plasma oxydation of CF_4 and C_2F_6.
Solid State Technology, 22-4, 109 (1979)

[10] FLAMM D.L., MOGAB C.J., SKLAVER E.R., Reactions of fluorine atoms with S_iO_2.
J.Appl.Phys. 50, 6211 (1979)

[11] HIRAOKA H., WELSCH L.W., Negative fluorine ions in plasma etchings.Proceeding of the symposium on Plasma Etching and Deposition.
The electrochemical Society, inc, 81-1, 59 (1981)

[12] PARRY P.D., RODDE A.F., Anisotropic plasma etching of semiconductor materials.
Solid state technology, 22-4, 125 (1979)

[13] PETER H., Discrete variable methods for ordinary differential equations.
J.Wiley (New York):(1962)

[14] QUEMADA D., Ondes dans les plasmas.
Hermann (Paris):(1968)

[15] RALSTON, WILF, Mathematical methods for digital computers.
J.Wiley (New York):(1960)

[16] TACHI S., MIYAKE K., TOKUYAMA T., Chemical and physical sputtering in F^+ ion beam etching of S_i.
Japanese journal of applied physics, 20, L411 (1981)

[17] TAILLET J., Plasma physics : ion energy in R.F. plasma etching.
Journal de Physique-Lettres, 40, L223 (1979)

[18] TURBAN G., Dissociation et transport dans un plasma de silane durant la croissance de couches minces de silicium amorphe hydrogéné.
Thèse (Université de Nantes):(janvier 1981)

[19] VASILE M.J., A comparative study of the R.F. discharge in gaz mixtures of helium with fluorine, oxygene, nitrogen and argon.
J.Appl.Phys. 51, 2503 (1980)

[20] VASILE M.J., Etching of S_iO_2 and S_i in $He-F_2$ plasma.
J.Appl.Phys. 51, 2510 (1980)

[21] VASILE M.J., SMOLINSKY , Mass spectrometric ion sampling from reactive plasmas.
Intern.Jour. of Mass Spectro. and ion physics, 12, 133 (1973).

[22] WINTERS H.F., Elementary processes at solid surfaces immersed in low pressure plasmas.
I.B.M. Research Report n° RJ 2547 (33284):(novembre 1979).